



INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**Desenvolvimento de um Sistema de Tomografia por
Coerência Óptica no Domínio de Fourier Sensível à
Polarização e sua Utilização na Determinação das Matrizes
de Mueller**

Marcus Paulo Raele

Dissertação apresentada como parte dos requisitos para a obtenção do Grau de Mestre em Ciências na Área de Tecnologia Nuclear – Materiais.

Orientador:
Dr. Anderson Zanardi de Freitas

SÃO PAULO

2009

*"It's a reoccurring nightmare, Doc...
I dream I'm in this class where calculus
is the EASY part!"*

Geoff Draper
Cientista americano

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente ao Dr. Anderson Zanardi de Freitas pela orientação competente e dedicada, pelo incentivo, exigência e paciência que tornaram este trabalho possível.

Ao Dr. Nilson Dias Vieira Jr. que além de superintendente do IPEN e participar da banca avaliadora, assumiu o fardo de me orientar, ainda que por um curto período de tempo.

À Dra. Sonia Baldochi, responsável pelo Centro de Laser e Aplicações, por propiciar toda a infra-estrutura.

À Banca Avaliadora: Dr. Mikiya Muramatsu, Dr. Nickalus Ursus Wetter, Dr. Nicolau André Silveira Rodrigues e Dr. Ricardo Egul Samad.

À Coordenação de Apoio de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pela concessão de bolsa e pelo auxílio financeiro para a execução desse trabalho. À Fapesp e ao CNPq pelo financiamento dos equipamentos utilizados.

À minha família: Silvia Marisa Tosoni Raele, Luiz Emílio Raele (*in memoriam*) e irmão Ricardo Raele, responsáveis por minha formação como pessoa, e assim, o fruto e mérito deste trabalho devem-se também a eles.

À Daniela Bom Aggio pelo carinho e apoio durante essa jornada.

À toda equipe da Divisão de Ensino.

Ao amigo e companheiro de grupo Msc Marcello Magri Amaral, pela pronta disposição em ajudar sempre.

Agradeço ao Msc. Cláudio Domenican por ajudar no desenvolvimento do circuito eletrônico que me poupou inúmeras horas de trabalho repetitivo e ao Dr. Leandro Hostalacio Freire de Andrade, que contribuiu com este estudo no seminário de área.

Aos amigos pesquisadores do CRPq Dr. Guilherme Soares Zahn e Dr. Frederico Antônio Genezini, à Msc Daniela Morales Tolentino Leite (*in viaticum*).

Aos amigos do laboratório de Óptica do IPT.

A todos os alunos do CLA, companheiros de trabalho e descontração.

Aos colegas da oficina Marco Antônio Andrade e Paulo César Antônio pela ajuda na confecção de peças para o experimento.

À Dona Marta, Dona Nena e Sr. Luís Daniel Rosa pela simpatia e alegria de todos os dias.

Desenvolvimento de um Sistema de Tomografia por Coerência Óptica no Domínio de Fourier Sensível à Polarização e sua Utilização na Determinação das Matrizes de Mueller

Marcus Paulo Raele

RESUMO

Este estudo abordou os aspectos teóricos e experimentais relacionados ao desenvolvimento de um sistema de tomografia por coerência óptica (OCT) no domínio de Fourier sensível à polarização (PS-FD-OCT) e a sua utilização na determinação da Matriz de Mueller (MM-OCT). O estudo iniciou-se com uma revisão bibliográfica que abordou desde os primeiros estudos relacionados à técnica até o estado da arte, bem como o formalismo matemático da interferometria de baixa coerência no domínio espectral e polarização da luz. Realizaram-se estudos baseados em simulação numérica sobre três tipos diferentes de algoritmos, responsáveis pela recuperação do sinal de espalhamento, sendo eles: a Transformada de Fourier Direta; Interpolação e Zero-Filling. Ao fim dessa etapa concluiu-se que o algoritmo Zero-Filling $2N$ apresentou melhores características quando comparado aos outros algoritmos. Na parte experimental, primeiramente, diferentes arranjos OCT foram montados e medidas realizadas para verificação aspectos relacionados à teoria. Consecutivamente, utilizando uma amostra polimérica, realizaram-se imagens de birrefringência, que permitiram a determinação da birrefringência da amostra quantitativamente. Finalmente, imagens em diferentes estados de polarização foram realizadas, através delas determinou-se as imagens referentes aos elementos das Matrizes de Mueller, que foram analisadas individualmente.

Development of an Polarization Sensitive Fourier Domain Optical Coherence Tomography and its Utilization on the Mueller Matrix Determination

Marcus Paulo Raele

ABSTRACT

This study approached theoretical and experimental aspects related with the development of a polarization sensitive, Fourier domain, optical coherence tomography system (PS-FD-OCT) and its utilization on the Mueller Matrix determination. This work began with a bibliographic revision, which describes since the early studies to the actual state of the art of the technique. The mathematical formalism of Fourier domain low coherence interferometry and light polarization was performed as well. Studies based on numerical simulations, of three different algorithm types, responsible to recover the scattering profile, were done. The implemented algorithms were: Direct Fourier Transform, Interpolation and Zero-Filling. By the end of the simulation study, was possible to conclude that the algorithm Zero-Filling 2N presented better characteristics when compared with the others. In the experimental part, firstly different OCT setups were assembled and measurements were done in order to verify aspects related with the theory. Then, using a polymeric sample, birefringence images were performed, which allowed determining the sample birefringence quantitatively. Finally, images taken of different polarization states were collected, and through then images related with the Mueller Matrix elements were calculated, which were analyzed individually.

SUMÁRIO

1.	Introdução	1
1.1.	Aspectos gerais do OCT	1
1.2.	Apresentação da técnica OCT	6
1.3.	Sobre a técnica OCT sensível à polarização.....	8
1.4.	Estado da arte da Técnica OCT	9
2.	Objetivos	11
3.	Fundamentos teóricos.....	12
3.1.	Teoria do OCT no domínio espectral	12
3.2.	Formalismo matemático para sistemas OCT no domínio espectral	14
3.3.	PS-OCT.....	26
3.3.1.	Polarização e seu Formalismo Matemático	26
3.3.1.1.	Vetores de Stokes	26
3.3.1.2.	Matrizes de Mueller.....	30
3.3.1.3.	Determinando a Matrizes de Mueller experimentalmente	32
3.4.	Processamento de sinais: Convertendo o espectro em Imagem	35
3.4.1.	Transformada Direta (TDir).....	37
3.4.2.	Interpolada (Int)	37
3.4.3.	Zero-Filling (ZF)	38
4.	Simulações	40
4.1.	Análise comparativa entre tratamentos de dados	41
4.2.	Análise do deslocamento de espectro.....	43
4.3.	Análise do erro introduzido pelos algoritmos.....	45
4.4.	Análise da influência de cada algoritmo na largura à meia altura	47
4.5.	Estudo da intensidade em função da diferença de caminho óptico.....	48
4.6.	Conclusões sobre os estudos baseados em simulações	49
5.	Parte Experimental	51
5.1.	Medidas Preliminares.....	51
5.1.1.	Verificação de linearidade.....	51
5.1.2.	Teste de Superposição de Freqüências	54
5.1.3.	Varredura, processamento e Imagem.....	56
5.1.4.	Conclusões sobre as Medidas Preliminares	58
5.2.	Medidas Finais	59
5.2.1.	O Arranjo	59
5.2.1.1.	Fonte de luz	59
5.2.1.2.	Sistema de varredura Lateral	60
5.2.1.3.	Espectrômetro	60
5.2.1.4.	Software de Aquisição e Processamento de Dados.....	61
5.2.1.5.	Polarímetro.....	63
5.2.1.6.	Amostra.....	63
5.2.2.	Medida de Birrefringência	64
5.2.3.	Medida da Matriz de Mueller.....	70
6.	Conclusões gerais	77
7.	Apêndices	80
7.1.	Profundidade de Foco e Limite de Difração	80
7.2.	Circuito Eletrônico	81
7.3.	Compensador Óptico.....	82
8.	Referências.....	83

LISTA DE TABELAS

Tabela 1: Vetores de Stokes, normalizados, para diversos estados de polarização.	28
Tabela 2: As matrizes de Mueller para os elementos ópticos fundamentais.....	31
Tabela 3: Ângulos dos elementos ópticos para a obtenção das polarizações desejadas no braço da amostra e no braço de referência. O compensador óptico conta com duas escalas goniométricas: ϕ e θ . Polarização: H=horizontal, V=vertical, P=45° e R=circularmente à direita.	72

LISTA DE FIGURAS

- Figura 1: Região de atuação, resolução e profundidade, de técnicas de diagnóstico por imagem. A técnica de Microscopia Confocal apresenta alta resolução e baixa penetração, já o ultra-som baixa resolução e alta penetração. A técnica OCT atua numa região que as técnicas mencionadas não podem atuar.....2
- Figura 2: Crescimento de publicações científicas e médicas relacionadas ao OCT. O gráfico mostra o número de publicações por ano no banco de dados *Web of Science*.....4
- Figura 3: Publicações científicas e médicas relacionadas ao OCT. O gráfico mostra a área em que o artigo científico foi submetido e número de publicações na base de dados *Web Of Science*.....4
- Figura 4: O gráfico mostra o número de publicações relacionadas ao OCT por país segundo a base de dados *Web Of Science*.....5
- Figura 5: Imagem típica de OCT. A imagem representa uma medida realizada na palma da mão humana, possui 2000 colunas e 512 linhas. As letras identificam estruturas: A) Stratum Córneo; B) Epiderme ; C) Derme e D) Duto da glândula sudorípara.....7
- Figura 6: Formação e reconstrução de imagem OCT. Em A) O feixe de luz incide na amostra e coleta um sinal interferométrico em quatro pontos diferentes. Em B) os sinais interferométricos são processados gerando quatro vetores espalhamento. Em C) Associam-se cores aos valores de espalhamento gerando assim uma imagem.8
- Figura 7: Imagem de birrefringência¹⁹ de um tendão de coelho, gerada por PS-OCT. O padrão espacial, franjas claras e escuras, esta ligado com a mudança do estado de polarização da luz.....9
- Figura 8: Ilustração esquemática de um arranjo TD-OCT. A fonte luminosa ilumina os dois braços do interferômetro. A posição do espelho referência determina a profundidade a ser “observada” na amostra pelo tempo de vôo dos fótons. Junto ao detector, esta ilustrada a formação de uma imagem OCT. A linha curva projeta o tamanho do braço de referência sobre o braço da amostra, e relaciona ambos com a imagem formada. 13
- Figura 9: Interferômetro de Michelson. Um feixe de luz, com espectro descrito pela função $G(k)$, incide sobre um divisor de feixe (50:50). Em um dos braços do interferômetro feixe é refletido por um espelho de referência, disposto a uma distância r em relação ao divisor de feixe. No outro braço um “espelho amostra”, disposto a uma distância $r+z$, também reflete o feixe luminoso. A recombinação dos feixes incide então em um espectrômetro, representado pela grade de difração e pelo foto-sensor CCD (*Charged Couple Device*)..... 15
- Figura 10: Interferômetro de Michelson. Para o espelho do braço de referência na posição (a) o caminho óptico é igual ao do braço de referência, para a posição (b) há diferença de caminho óptico. A linha curva projeta o tamanho do braço de referência sobre o braço da amostra.....20
- Figura 11: Espectro da fonte luminosa.....20
- Figura 12: Exemplo de padrão de interferência espectral.....20
- Figura 13: Interferômetro de Michelson. Para o espelho do braço de referência na posição (a) o caminho óptico é diferente ao do braço de referência, para a posição (b) há diferença ainda maior de caminho óptico. A linha curva projeta o tamanho do braço de referência sobre o braço da amostra...21

- Figura 14: Padrão interferométrico espectral. Para diferentes configurações do “espelho amostra” tem-se os espectros interferométricos na primeira coluna, e a Transformada de Fourier na segunda coluna de cada espectro, representa a intensidade do sinal em função da diferença de caminho óptico (D.C.O). Em A) e B) duas diferenças de caminhos óptico, uma menor e outra maior, respectivamente. Em A+B) tem-se a superposição das frequências relativas à A e B.23
- Figura 15: Ilustração da Esfera de Poincaré, S_1 , S_2 e S_3 denotam uma posição num espaço de polarização.29
- Figura 16: Os três tipos de processamento do sinal interferométrico espectral, que resultam no perfil de espalhamento. Em (a) Transformada Direta; em (b) a Interpolada; em (c) Zero-Filling. Entre parênteses, na imagem, a unidade física utilizada.36
- Figura 17: O Processo Zero-Filling, os dados originais (em preto) são ladeados, no espaço recíproco, por vetores de valor zero (em cinza).39
- Figura 18: Imagem da tela do simulador *Simoct* desenvolvido neste estudo. Pode-se nele variar parâmetros como características da fonte, diferença de caminho óptico entre braços, tipo de processamento, entre outros.41
- Figura 19: Sinal de interferometria espectral tratado por diferentes métodos matemáticos: TDir (Transformada Direta), Interpolada e Zero-Filling (2N,4N,8N).42
- Figura 20: Tempo de processamento, em unidades arbitrárias, de cada método matemático utilizado.43
- Figura 21: Simulação do espectro de uma fonte luminosa descentralizada em relação ao centro da CCD (traço vertical).44
- Figura 22: Resultado da FFT por três métodos diferentes com espectro da fonte luminosa deslocada em relação ao centro da CCD, para os algoritmos TDir (Transformada Direta), Interpolada e Zero-Filling 2N.44
- Figura 23: Erro entre o valor verdadeiro e o valor encontrado por cada uma das técnicas de processamento de sinal para os algoritmos TDir (Transformada Direta), Interpolada e Zero-Filling 2N. No último ponto da técnica “Interpolada” gerou uma grande incerteza, pois o espectro da fonte não estava centralizado, causando um problema de análise descrito na Figura 22.46
- Figura 24: Erro relativo do entre o valor verdadeiro e o valor encontrado por cada uma das técnicas de processamento de sinal: TDir (Transformada Direta), Interpolada e Zero-Filling 2N). No último ponto da técnica “Interpolada” gerou uma grande incerteza pois o espectro da fonte não estava centralizada, causando um problema de análise descrito na Figura 22.46
- Figura 25: Largura à meia altura do sinal recuperado em função da diferença de caminho óptico para os algoritmos TDir (Transformada Direta), Interpolada e Zero-Filling 2N.48
- Figura 26: Intensidade do sinal em função da diferença de caminho óptico entre braços do interferômetro para os algoritmos TDir (Transformada Direta), Interpolada e Zero-Filling 2N. Realizaram-se ajustes para melhor compreender o comportamento.49
- Figura 27: Esquema óptico do arranjo utilizado. Um divisor de feixe 50:50 foi disposto na configuração de interferômetro de Michelson. O “espelho amostra” foi então deslocado em passos de $100\ \mu\text{m}$, e a cada passo os interferogramas eram gravado através do espectrômetro.52
- Figura 28: Foto do arranjo experimental utilizado, a linha vermelha representa o caminho do feixe laser. Um Filtro de densidade neutra (FDN) atenua a

- intensidade do laser, que incide em um divisor de feixe (DF). Os feixes são então refletidos pelo espelho referencia (ER) e pelo espelho amostra (EA), a recombinação deles é atenuado novamente por um FDN e incide na fibra óptica (FO) do espectrômetro. Nota-se o EA fixado em um deslocador linear micrométrico.....52
- Figura 29: Conjunto das Transformadas de Fourier para o padrão espectral referente a cada posição do espelho móvel.....53
- Figura 30: Diferença de caminho óptico pelas frequências espectrais, e ajuste linear sobreposto ($\chi^2=0,44$).....53
- Figura 31: Perfil de espalhamento de uma lamínula de microscópio. No gráfico é possível identificar as duas superfícies da lamínula.55
- Figura 32: Perfil de espalhamento de uma placa de alumina, nota-se um decaimento contínuo após a primeira superfície.....55
- Figura 33: Representação esquemática do arranjo experimental. Um interferômetro de Michelson, que contava com um fundo de copo descartável como amostra em um de seus braços. A linha curva projeta o tamanho do braço de referência sobre o braço da amostra.....57
- Figura 34: O arranjo utilizado para a realização da medida. O caminho do feixe laser esta ilustrado na figura pela cor vermelha. O laser incide em um divisor de feixe (DF), e então ambos os feixes são atenuados por filtros de densidade neutra (DFN). Em um dos braços o feixe é refletido pelo espelho referencia (ER) e no outro, depois de focalizado pela lente (LF), era refletido pela amostra (AM), a recombinação deles incide na fibra óptica (FO) do espectrômetro. Na parte inferior da foto, encontra-se o fundo de copo (AM) descartável sobre um deslocador linear.57
- Figura 35: Foto do relevo da amostra utilizada: Fundo de um copo descartável de café. Em destaque a área que o laser realizou a varredura.....58
- Figura 36: Reconstrução 3D da imagem da área de interesse, com medidas realizadas a cada 100 μ m.....58
- Figura 37: Sistema de galvos GSI LUMONICS (GV) e a lente de focalização (LF).60
- Figura 38: Fluxograma que representa o funcionamento do *software* desenvolvido para a aquisição de imagens FD-OCT. O usuário entrava com o número de colunas que desejada a figura, o programa então adquiria os espectros interferométricos referentes a cada posição determinada pelo galvanômetro.62
- Figura 39: Imagem apresentada pelo programa desenvolvido para aquisição de dados.....62
- Figura 40: O arranjo utilizado para a realização da medida. O caminho do feixe laser esta ilustrado na figura pela cor vermelha. O feixe laser passa por um rodador de polarização (RP) e por um Filtro de densidade neutra (FDN), e incide então em um divisor de feixe (DF). Um dos feixes passa através da placa de atraso ($\lambda/2 @ 22,5^\circ$), por um FDN, depois por uma lente de focalização (LF) e é refletido pelo espelho referencia (ER). No outro braço do interferômetro, o feixe passa através da placa de atraso ($\lambda/2 @ 45^\circ$), pela LF, pelo galvanômetro (GV) e incide na amostra (AM), a recombinação deles incide num analisador (AN) e segue para o espectrômetro (ES).....64
- Figura 41: Arranjo esquemático do sistema PS-OCT utilizado. As pequenas setas que definem o estado de polarização desejado. A linha pontilhada curva projeta o tamanho do braço de referência sobre o braço da amostra...65
- Figura 42: Imagem apresentada pelo programa desenvolvido para a análise das imagens de birrefringência.....66

- Figura 43: As imagens (a) e (b) são as imagens obtidas diretamente pelo arranjo experimental posicionando o analisador a 90° e 0° respectivamente, em relação à horizontal. A imagem (c) é a representa o espalhamento e a (d) a imagem de birrefringência, onde a fase varia entre 0° e 90°67
- Figura 44: Evolução da Transformada de Fourier do sinal interferométrico no tempo (eixo Y), cada conjunto de dados foram tomados aproximadamente a cada 2 segundos, o total de 1000 espectros processados pela Transformada de Fourier estão dispostos neste gráfico. O destaque em vermelho (linha contínua) mostra aspectos referentes à amostra, em azul (tracejado) o ruído referente à intensificação da amplitude dos modos do laser.....69
- Figura 45: Arranjo esquemático da montagem para MM-FD-OCT. O estado de polarização do laser era alterado logo na saída do feixe, esse estado de polarização seguia até a amostra, já a parte do feixe dividida pelo divisor de feixe, sofria nova alteração no estado de polarização através do compensador óptico. Ambos então se recombinavam e seguiam para o espectrômetro. A linha pontilhada curva projeta o tamanho do braço de referência sobre o braço da amostra.70
- Figura 46: Foto da montagem para as medidas de MM-FD-OCT. A linha vermelha ilustra o caminho do feixe laser. O arranjo utilizado para a realização da medida. O caminho do feixe laser esta ilustrado na figura pela cor vermelha. O feixe laser passa por um rodador de polarização (RP), uma placa de atraso ($\lambda/2$) e por um Filtro de densidade neutra (FDN). O feixe então incide em um divisor de feixe (DF), um dos feixes passa através de um compensador óptico (CO), por um FDN, e por uma lente focalizadora e é refletido pelo espelho referencia (ER). No outro braço do interferômetro, o feixe passa através da LF, pelo galvanômetro (GV) e incide na amostra (AM), a recombinação deles incide no espectrômetro (ES).....72
- Figura 47: Imagem da tela do software desenvolvido para a determinação das Matrizes de Mueller.....74
- Figura 48: Matriz de Mueller obtida para a amostra utilizada, um rolo de fita adesiva. O feixe laser incidiu no sentido de cima para baixo. Nota-se a primeira superfície da fita adesiva a $1000\mu\text{m}$ do inicio da imagem m_{00} . Um “risco” na imagem à $\sim 5\text{mm}$, aparece devido flutuações características espectrais do laser.....75
- Figura 49: Esquema de focalização com pequena abertura numérica e grande abertura numérica. Nos sistemas de OCT utiliza-se focalização com pequena abertura numérica com parâmetro confocal maior que o comprimento de coerência. Neste caso $2\omega_0$ é o diâmetro do feixe no foco da lente.80
- Figura 50: Esquema eletrônico utilizado. O sinal dado pela saída de áudio do computador é retificado e sensibiliza a base do transistor o qual fecha o relê.....81
- Figura 51: Compensador óptico, e seus ângulos em relação a radiação incidente. Na imagem a) θ ângulo de inclinação do eixo óptico em relação à polarização do feixe de luz, ϕ inclinação do cristal em relação a direção de propagação. Na imagem b) ilustra a alteração do caminho óptico dentro do cristal em função do ângulo ϕ82

1. Introdução

As possibilidades da aplicação da luz como uma ferramenta, seja para mensuração ou intervenção, tem aumentado expressivamente nas últimas décadas, em parte pelo desenvolvimento do laser e pela evolução da eletrônica. Equipamentos que utilizam radiação luminosa no seu princípio de funcionamento fazem parte de nosso dia-a-dia, seja direta ou indiretamente. Indústrias, consultórios, hospitais, sistemas de segurança, logística, entre outros se valem de propriedades da luz para operar e assim fabricar peças, diagnosticar e tratar pacientes, controlar cargas e pessoas, juntamente com uma infinidade de outros exemplos. Podemos enumerar algumas das propriedades da luz que a torna tão interessante para muitas aplicações: não sofre desgaste; age à longa e curta distância; atua sem contato mecânico; penetra em diversos materiais; pode depositar quantidades expressivas de energia em áreas micrométricas; suas características espectrométricas e interferométricas carregam em si informações precisas sobre um sistema.

Em especial, o setor de saúde, apresenta um enorme interesse e receptividade em métodos de intervenção e diagnóstico baseado em óptica e lasers, em razão dos itens citados anteriormente, esse setor é um dos maiores absorvedores e estimuladores desse tipo de tecnologia.

1.1. Aspectos gerais do OCT

No ano de 1991, Huang *et al.*¹ propuseram uma metodologia de tomografia baseada em luz, através de interferometria de baixa coerência, denominada desde então como Tomografia por Coerência Óptica, ou simplesmente OCT, acrônimo do inglês (Optical Coherence Tomography).

Apesar desta aplicação da interferometria de baixa coerência como ferramenta para área de saúde ser relativamente recente, a teoria já estava, em parte, desenvolvida há aproximadamente um século, por Albert Abraham Michelson pelo estudo da interferometria de luz branca². A técnica também era aplicada desde o meio do século XX, como ferramenta para detectar falhas em fibras ópticas^{3,4}.

A técnica OCT vem preencher uma lacuna deixada por outras técnicas de diagnóstico por imagem. Na Figura 1 estão apresentados os limites de resolução vs. profundidade para diversas técnicas tomográficas, nota-se que a região de atuação da técnica OCT complementa a região de atuação das técnicas amplamente utilizadas (microscopia confocal e ultra-som).

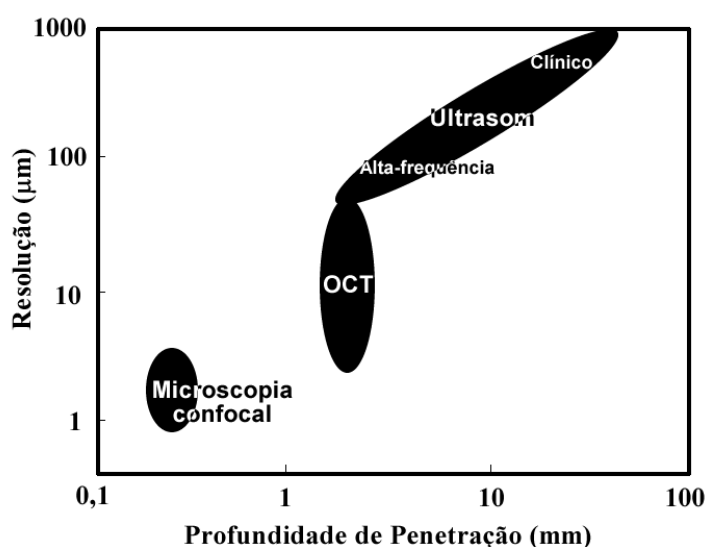


Figura 1: Região de atuação, resolução e profundidade, de técnicas de diagnóstico por imagem⁵. A técnica de Microscopia Confocal apresenta alta resolução e baixa penetração, já o ultra-som baixa resolução e alta penetração. A técnica OCT atua numa região que as técnicas mencionadas não podem atuar*.

O número de pesquisas acadêmicas relacionadas à técnica OCT vem aumentando expressivamente nos últimos anos, Figura 2, apontando para um

* A técnica de tomografia por ressonância magnética não aparece, pois ultrapassa a escala apresentada.

crescente interesse científico. Já na Figura 3 pode-se notar a tendência de crescimento das publicações científicas relacionadas ao OCT obtida a partir da base de dados *Web of Science*⁶. São apresentados os números de publicações relacionadas ao OCT para 25 áreas do conhecimento, nesta destaca-se a oftalmologia, isso decorre do fato de que o OCT é a única técnica, até o momento, que permitiu e permite formar imagens da retina ou fundo de olho *in vivo* com alta resolução^{7,8,9,10}, gerando um expressivo número de publicações. Mas o crescente número de publicações na área óptica também indica que a técnica continua em desenvolvimento. Além da área oftálmica, a tecnologia também foi logo absorvida em outros nichos como as áreas: odontológica^{11,12},¹³, dermatológica e cardiológica¹⁴, sem contar uma ainda pequena penetração em outros nichos, como industrial¹⁵, por exemplo.

Na Figura 4 os países são posicionados em função do número de publicações relacionadas ao OCT, constata-se que o Brasil apresenta números semelhantes aos de países desenvolvidos, como por exemplo, Espanha e Austrália, indicando que nesta linha de pesquisa o Brasil encontra-se competitivo e atualizado em relação ao OCT.

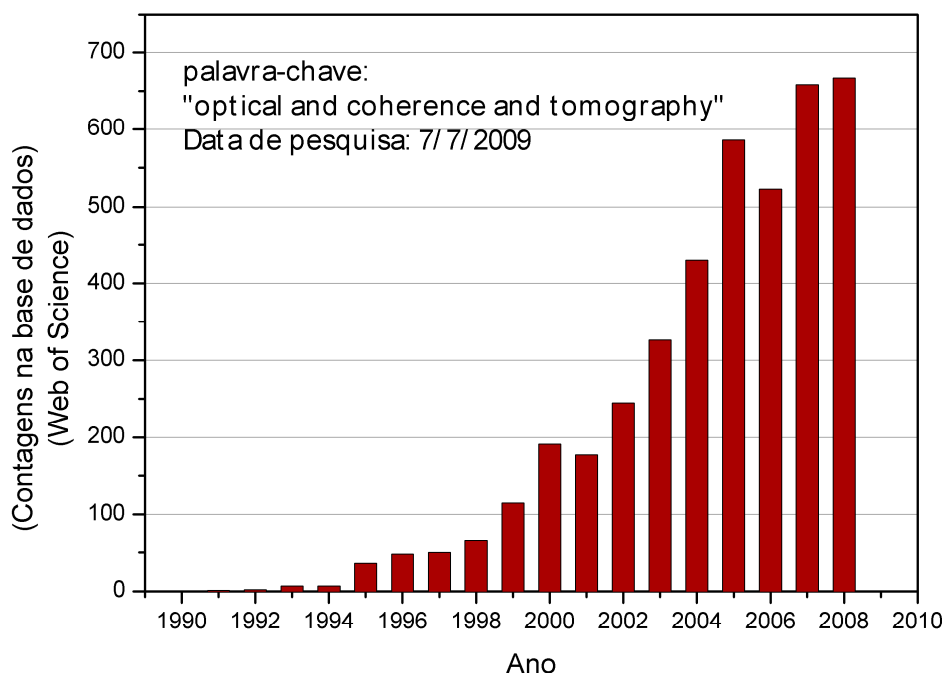


Figura 2: Crescimento de publicações científicas e médicas relacionadas ao OCT. O gráfico mostra o número de publicações por ano no banco de dados *Web of Science*.

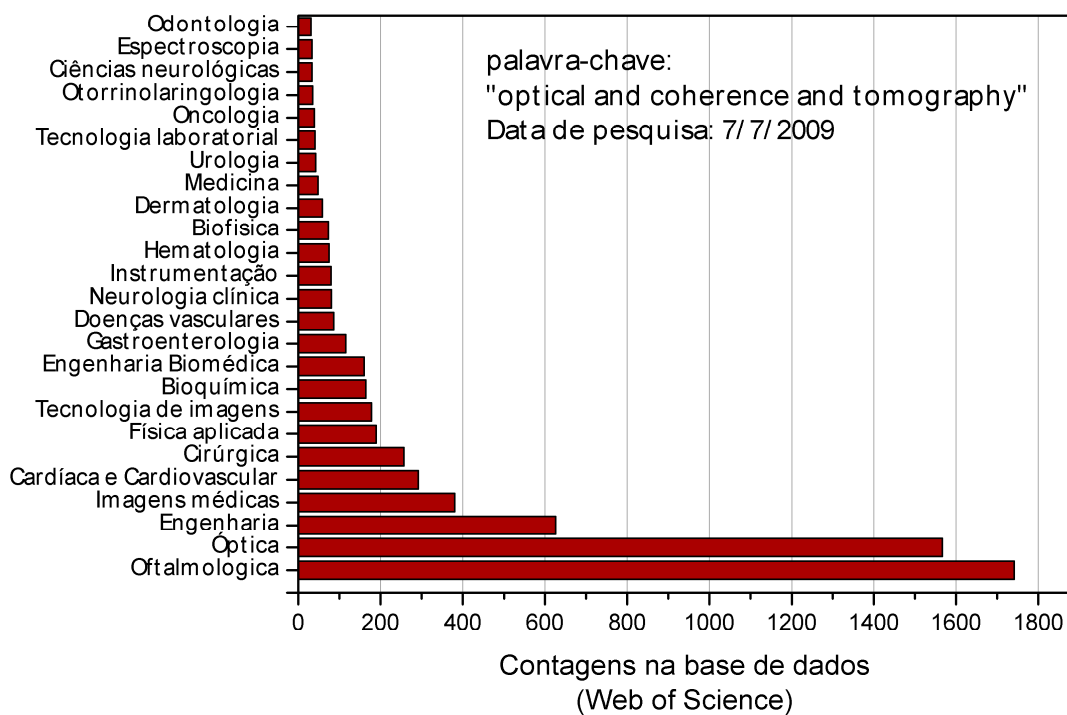


Figura 3: Publicações científicas e médicas relacionadas ao OCT. O gráfico mostra a área em que o artigo científico foi submetido e número de publicações na base de dados *Web Of Science*.

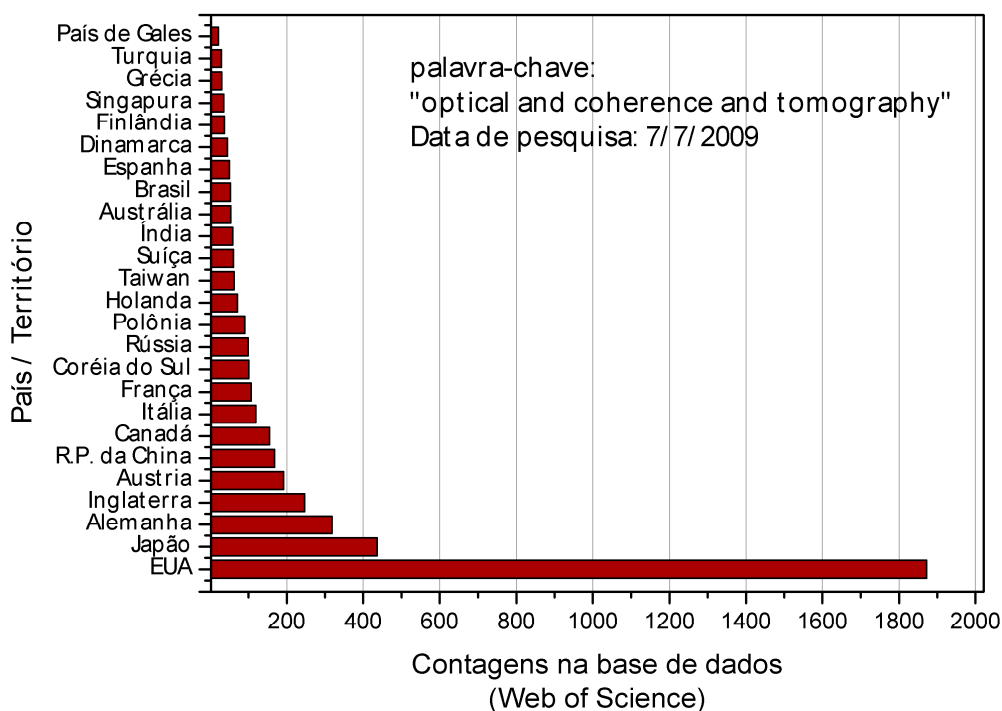


Figura 4: O gráfico mostra o número de publicações relacionadas ao OCT por país segundo a base de dados *Web Of Science*.

De acordo com um estudo realizado por Smolka¹⁶ em 2007, o mercado relacionado ao OCT para 2008 foi estimado em 200 milhões de dólares e cresce numa taxa de 34% ao ano, e a projeção para 2012 é de 800 milhões de dólares.

Outra interessante informação comercial é dada por Adam *et al.*¹⁷: Eles calcularam que ~37.000 imagens oftálmicas de OCT são realizadas diariamente somente nos EUA. Constatando que o mercado de OCT atualmente (2009) pode ser considerado como estabelecido, atraindo o interesse de empresas privadas a comercializar produtos e componentes para essa tecnologia em específico, como por exemplo: a Femtolasers Produktions GmbH (Viena, Áustria), a Nippon Telegraph and Telephone Corporation (Tóquio, Japão), e Thorlabs (Newton, Nova Jersey) através de seu parceiro MenloSystems GmbH (Munique, Alemanha). Mas a empresa pioneira a

explorar o potencial do OCT comercialmente foi a tradicional Carl Zeiss em 1996.

Esses dados refletem a importância da tecnologia OCT na sociedade, seja em termos de saúde pública, seja em termos econômicos.

No Brasil poucos grupos de pesquisa assumiram o OCT como tema central de pesquisa, sendo que em 2009 têm-se apenas dois grupos estabelecidos, um em Recife, na Universidade Federal de Pernambuco, sob coordenação do Dr. Anderson S. L. Gomes, e outro em São Paulo, no Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, sob coordenação do Dr. Anderson Zanardi de Freitas.

1.2. Apresentação da técnica OCT

A técnica de OCT reconstrói o perfil de retro-espalhamento óptico de tecidos ou estruturas inorgânicas em profundidade, *in situ*, em tempo real, sem danos ou dor. A técnica baseia-se no sinal de interferometria utilizando uma fonte luminosa de larga banda espectral. A profundidade típica de uma imagem OCT é de ~2 mm, com resolução de aproximadamente alguns microns. Na Figura 5 um exemplo de imagem OCT é apresentada.

O mapeamento OCT se dá no sentido de propagação do feixe de luz, no caso da Figura 5 o feixe laser atingiu a amostra no sentido de cima para baixo em dois mil pontos vizinhos resultando em dois mil vetores que mapeiam, através de cores falsas (por convenção, os pontos mais claros são meios com alto índice de espalhamento ou refletividade), o perfil de espalhamento.

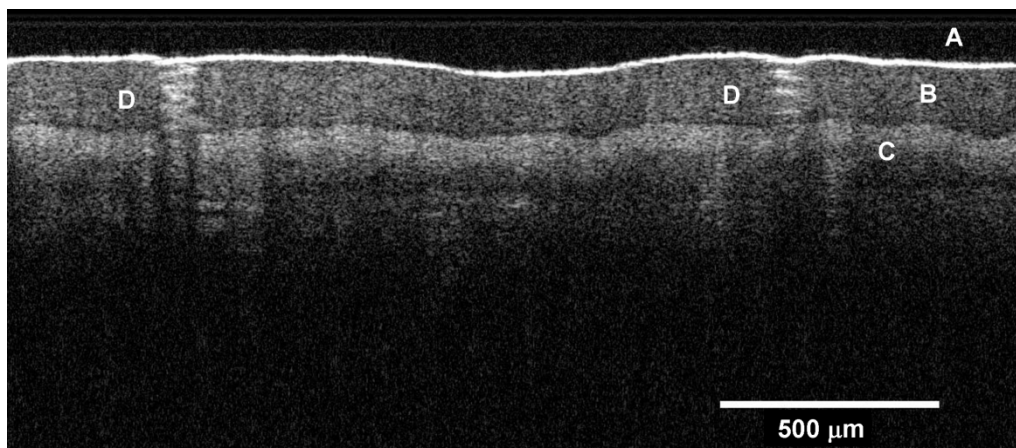


Figura 5: Imagem típica de OCT. A imagem representa uma medida realizada na palma da mão humana, possui 2000 colunas e 512 linhas. As letras identificam estruturas: A) Stratum Córneo; B) Epiderme ; C) Derme e D) Duto da glândula sudorípara.

Para se construir uma imagem, o procedimento básico pode ser explanado da seguinte forma:

- i. Fixa-se o feixe de luz num ponto do objeto de estudo.
- ii. Coleta-se um interferograma que contém informação sobre o perfil espalhador, ou vetor de espalhamento, referente àquele ponto.
- iii. Move-se o feixe laser para um ponto imediatamente vizinho ao anterior, e retorna ao item i).

Para melhor entender o processo na Figura 6 esta ilustrado o procedimento de formação de uma imagem OCT.

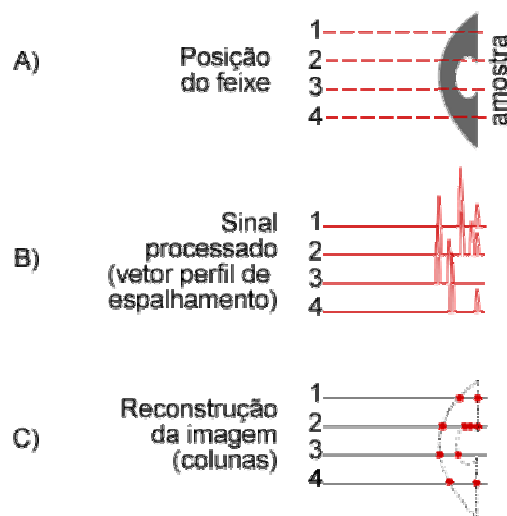


Figura 6: Formação e reconstrução de imagem OCT. Em A) O feixe de luz incide na amostra e coleta um sinal interferométrico em quatro pontos diferentes. Em B) os sinais interferométricos são processados gerando quatro vetores espalhamento. Em C) Associam-se cores aos valores de espalhamento gerando assim uma imagem.

1.3. Sobre a técnica OCT sensível à polarização

Na seqüência do trabalho pioneiro desenvolvido por Huang *et al.*¹ outros pesquisadores também começaram a estudar sistemas OCT, assim não tardou para que outras propriedades ópticas fossem exploradas, como o deslocamento Doppler¹⁸ ou sistemas sensíveis à polarização¹⁹, sendo que o primeiro é capaz de identificar fluxos de matéria dentro de uma amostra, assim como, por exemplo, o sangue. E o segundo identifica a birrefringência de substâncias, propriedade que pode informar sobre a disposição das estruturas que formam a amostra, assim é possível estudar a saúde de tecidos fibrosos¹⁹.

O interesse por sistemas OCT sensíveis à polarização, ou Polarization Sensitive-OCT (PS-OCT) vem de vários segmentos da sociedade,

a saber: Indústria, Instituições de pesquisa, Laboratório de análises, etc... Na Figura 7 é exibida uma imagem gerada por um sistema PS-OCT.

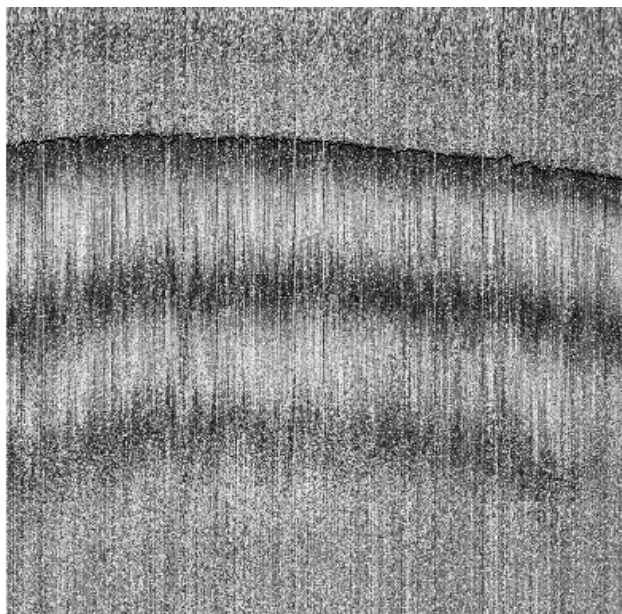


Figura 7: Imagem de birrefringência¹⁹ de um tendão de coelho, gerada por PS-OCT. O padrão espacial, franjas claras e escuras, está ligado com a mudança do estado de polarização da luz.

Para estudos ainda mais detalhados sobre as características ópticas de uma amostra e como ela altera o estado de polarização da luz usa-se a teoria das Matrizes de Mueller²⁰, essas matrizes resumem em si a informação de como um meio modifica o estado de polarização da luz. O arranjo referente a um sistema para Matriz de Mueller, ou *Mueller Matrix* OCT (MM-OCT) cresce em complexidade, pois necessita de não apenas das informações referentes às polarizações vertical e horizontal.

1.4. Estado da arte da Técnica OCT

Atualmente muitos grupos de pesquisas se dedicam a melhorar o OCT tecnologicamente, em outras palavras, desenvolvem sistemas mais rápidos, precisos e confiáveis, mudando pouco ou nada nos fundamentos da técnica.

Como por exemplo, o estudo realizado por Považay²¹ *et al.* (2008) onde está descrito um sistema de alta velocidade e resolução, o qual consegue realizar varreduras de 312.000 linhas por segundo (lps). Para efeitos de comparação sistemas comerciais atingem aproximadamente 4 lps. No trabalho de Zawadzki *et al.*²² (2008) utilizando óptica adaptativa, reportou uma resolução 3 μm em cada direção. O arranjo contava com espelhos deformáveis que tinham o propósito de corrigir aberrações ópticas. Shuichi Makita *et al.*²³ (2008) reportaram uma resolução lateral de 1 μm e axial de 7 μm .

Uma empresa²⁴ desenvolveu um sistema formado por vários feixes de luz, cada um responsável pela varredura em uma faixa de profundidade específica, reduzindo o tempo de coleta de dados.

Por outro lado alguns outros grupos tentam inovar, aplicando outras teorias ao equipamento ou a análise de dados. Assim ambos os lados estão fazendo o OCT uma ferramenta cada vez mais acessível e poderosa. Esta abordagem diferenciada, em relação aos saltos tecnológicos, pode ser constatada no trabalho de Meadway *et al.*²⁵, onde através da difração do sinal de TD-OCT recolhem diferentes respostas espectrais em quatro detectores, para desta forma, além de coletar o perfil de espalhamento, quantificar também as absorções e emissões em diferentes bandas espectrais e relacioná-las com, por exemplo, sangue oxigenado ou desoxigenado.

2. Objetivos

Esse estudo teve por objetivo entender o funcionamento e as bases teóricas de um sistema PS-FD-OCT e MM-FD-OCT e desenvolver sistemas capazes de gerar imagens de birrefringência e das Matrizes de Mueller.

3. Fundamentos teóricos

3.1. Teoria do OCT no domínio espectral

Os primeiros experimentos realizados em OCT¹, deram-se sob a teoria temporal, ou domínio temporal (TD-OCT). Nesta abordagem, utilizando um interferômetro de Michelson, a imagem é formada pela sensibilização do fotodetector pelos sinais interferométricos formados pela interferência dos fótons retro-refletidos pelo espelho e referência e retro-espalhados pela amostra. Porém o padrão de interferência só se dá quando o tempo de vôo dos fótons retro-refletidos pelo espelho e referência for o mesmo^{†,26} dos fótons retro-espalhados pela amostra. Desta forma é possível através do deslocamento do espelho de referência e conseqüentemente alteração do tempo de vôo dos fótons, seleccionar a profundidade em que se deseja observar.

Desenvolveu-se então a técnica de OCT baseada no domínio espectral²⁷ recebe este nome, pois o padrão de interferência é dado não no espaço direto, mas sim no espaço das freqüências, ou espaço recíproco, também conhecido pelo nome de domínio de Fourier.

[†] A diferença de tempo entre os fótons retro-refletidos e retro-espalhados deve estar dentro da janela de coerência, ou tempo de coerência, determinado pelas características espectrais da fonte luminosa.

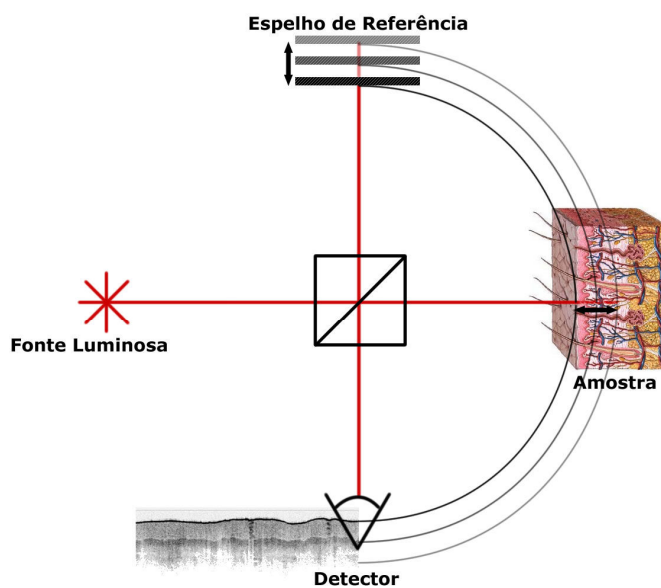


Figura 8: Ilustração esquemática de um arranjo TD-OCT. A fonte luminosa ilumina os dois braços do interferômetro. A posição do espelho referência determina a profundidade a ser “observada” na amostra pelo tempo de voo dos fótons. Junto ao detector, esta ilustrada a formação de uma imagem OCT. A linha curva projeta o tamanho do braço de referência sobre o braço da amostra, e relaciona ambos com a imagem formada.

Essa gama de nomenclaturas gerou então as abreviações FD-OCT (Frequency Domain ou Fourier Domain) e também SD-OCT (Spectral Domain). Neste sistema a diferença

3.2. Formalismo matemático para sistemas OCT no domínio espectral

Dado um sistema interferométrico, Figura 9, o qual conta com uma fonte luminosa, um divisor de feixe (50:50)[‡] que ilumina os dois braços do interferômetro. A luz então é refletida em espelhos e se recombina no divisor de feixe, e o feixe recombina sensibiliza um detector, pode-se descrever a interferência entre dois feixes de luz provenientes de dois braços de um interferômetro como sendo a soma das amplitudes dos campos elétricos do braço de referencia (A_r) e do braço da amostra (A_s), matematicamente expressa nas Equações (1) a) e b), respectivamente.

$$A_r(k) = \frac{G(k)}{2} A_r e^{(i2kr)} \quad (a)$$

$$A_s(k) = \frac{G(k)}{2} \int_{z_0}^{\infty} A_s(z) e^{(i2kn_{(z)}(r+z))} dz \quad (b)$$
(1)

[‡] Os divisores de feixe são elementos óptico de dividem um feixe em dois. Costuma-se denotar as razões entre intensidade desses feixes gerados em relação ao feixe incidente como uma porcentagem, por exemplo 50:50, 90:10 ou 99:1. Afim de facilitar a demonstração matemática usar-se-á um divisor 50:50.

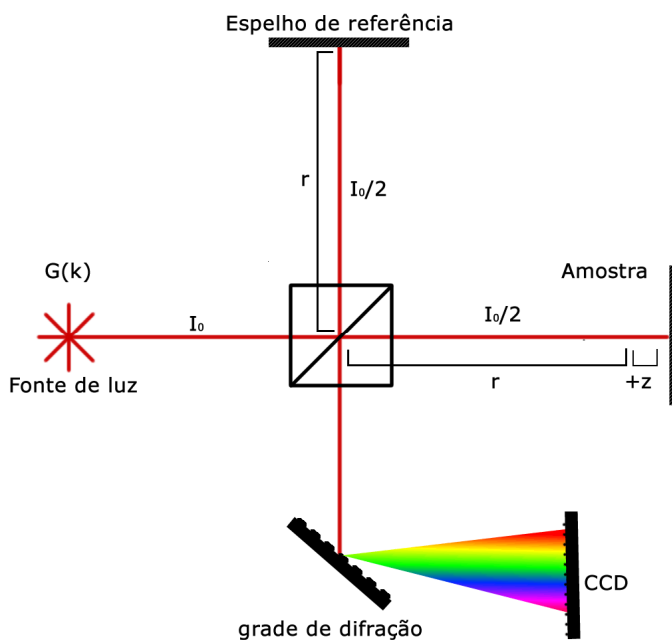


Figura 9: Interferômetro de Michelson. Um feixe de luz, com espectro descrito pela função $G(k)$, incide sobre um divisor de feixe (50:50). Em um dos braços do interferômetro feixe é refletido por um espelho de referência, disposto a uma distância r em relação ao divisor de feixe. No outro braço um “espelho amostra”, disposto a uma distância $r+z$, também reflete o feixe luminoso. A recombinação dos feixes incide então em um espectrômetro, representado pela grade de difração e pelo foto-sensor CCD (*Charged Couple Device*).

Onde $G(k)$ representa a distribuição espectral da fonte, lembrando a relação $k=2\pi/\lambda$. O termo r denota o caminho óptico do braço de referência, z o caminho óptico adicional do braço da amostra, $n(z)$ representa o índice de refração (o qual corrige o caminho óptico do braço da amostra) em função de da profundidade, e k ($k=2\pi/\lambda$) representa o número de onda. Assim a intensidade do sinal no detector pode ser escrita segundo⁵ a Equação (2):

$$I(k) = \left| A_{r(k,r)} + A_{s(k,r,z)} \right|^2 \quad (2)$$

Substituindo as Equações (1) a) e b) na Equação (2), obtemos a Equação (3):

$$I(k) = \left(\frac{G(k)}{2} \right)^2 \left| A_r e^{i2kr} + \int_{z_0}^{\infty} A_s(z) e^{i2kn(z)(r+z)} dz \right|^2 \quad (3)$$

Relembrando da relação do módulo da soma de números complexos, Equação (4):

$$|\alpha + \beta|^2 = (\alpha + \beta)(\alpha^* + \beta^*) = |\alpha|^2 + |\beta|^2 + 2\text{Re}(\alpha\beta^*) \quad (4)$$

Associando o primeiro termo dentro do módulo da Equação (3) com α e o segundo com β , e a fim de facilitar a demonstração definir $A_r = 1$. Desprezando as propriedades de dispersão, e definindo também $r=0$, pois para interferometria de baixa coerência o importante é a diferença de caminho óptico assim podemos assumir $r=0$ sem perda de generalidade, ao analisar-se separadamente cada um dos termos, tem-se:

$$|\alpha|^2 = (A_r)^2 = 1 \quad (5)$$

$$\begin{aligned} |\beta|^2 &= \left(\int_{z_0}^{\infty} A_s(z) e^{i2kn(z)} dz \right) \left(\int_{z_0}^{\infty} A_s(z') e^{i2kn(z')} dz' \right)^* \\ |\beta|^2 &= \int_{z_0}^{\infty} \int_{z_0}^{\infty} A_s(z) e^{i2kn(z)} A_s(z') e^{-i2kn(z')} dz' dz \\ |\beta|^2 &= \int_{z_0}^{\infty} \int_{z_0}^{\infty} A_s(z) A_s(z') e^{i2kn(-z')} e^{i2kn(z)} dz' dz \\ |\beta|^2 &= \int_{z_0}^{\infty} \int_{z_0}^{\infty} A_s(z) A_s(z') e^{i2kn(z-z')} dz' dz \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned}
2 \operatorname{Re}(\alpha\beta^*) &= 2 \operatorname{Re} \left(A_r e^{(i2kr)} \left(\int_{z_0}^{\infty} A_s(z) e^{(i2kn(r+z))} dz \right)^* \right) \\
&= 2 \operatorname{Re} \left(\int_{z_0}^{\infty} A_s(z) e^{(-i2kn(0+z))} dz \right) \\
&= 2 \operatorname{Re} \left(\int_{z_0}^{\infty} A_s(z) e^{-i2knz} dz \right) = 2 \int_{z_0}^{\infty} A_s(z) \cos(2knz) dz
\end{aligned} \tag{7}$$

Juntado novamente as partes de $I(k)$, Equações (5),(6) e (7), chega-se a:

$$I(k) = \left(\frac{G(k)}{2} \right)^2 \left(1 + 2 \int_{z_0}^{\infty} A_s(z) \cos(2knz) dz + \int_{z_0}^{\infty} \int_{z_0}^{\infty} A_s(z) A_s(z') e^{i2kn(z-z')} dz' dz \right) \tag{8}$$

Analisando os termos dentro do segundo parênteses da Equação (8), temos que o primeiro é uma constante e na prática este termo aparece como uma corrente contínua no detector, a segunda codifica informação sobre a refletância em função da profundidade. O terceiro termo é o termo de auto-correlação e representa a interferência mutua entre os feixes retro-refletidos.

A informação $A_s(z)$, pode ser recuperada através da Transformada de Fourier²⁸ de $I(k)$, pois lembramos que a transformada de Fourier correlaciona o espaço direto com o espaço recíproco, ou seja, no caso de analisarmos sinais no domínio do tempo (s) a transformada leva ao espaço de freqüências (1/s=Hz), assim se queremos distancia (m) realiza-se a transformada de (1/m) ou k .

Para isso temos que assumir que a amostra, ou seja, $A_s(z)$ é simétrico com relação $z=0$, isso em razão das propriedades matemáticas da parte real Transformada de Fourier. A Transformada de Fourier tem um perfil simétrico em relação à região de integração ($z=0$), mas $A_s(z)$ não tem significado físico para $z<0$, ou seja, para imagens OCT $z<0$ se situa numa região vazia (ar),

assim não contribui para a formação da imagem. Por formalismo matemático incluiremos as duas contribuições e definiremos $\hat{A}_s(z) = A_s(z) + A_s(-z)$, assim:

$$I(k) = \left(\frac{G(k)}{2} \right)^2 \left(1 + \frac{2}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{A}_s(z) \cos(2knz) dz + \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{A}_s(z) \hat{A}_s(z') e^{i2kn(z-z')} dz' dz \right)$$

$$I(k) = \left(\frac{G(k)}{2} \right)^2 \left(1 + \int_{-\infty}^{\infty} \hat{A}_s(z) e^{i2knz} dz + \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} AutCorr[\hat{A}_s(z)] e^{i2kn(z-z')} dz' dz \right) \quad (9)$$

Reescrevemos, agora, $I(k)$ como:

$$I(K) = \left(\frac{G(k)}{2} \right)^2 \left(1 + \frac{1}{2} \mathfrak{F}_z[\hat{A}_s(z)] + \frac{1}{8} \mathfrak{F}_z[AutCorr(\hat{A}_s(z))] \right)$$

Finalmente para recuperar a informação $A_s(z)$, aplica-se a Transformada de Fourier inversa:

$$\mathfrak{F}_z^{-1}[I(K)] = \mathfrak{F}_z^{-1} \left[\left(\frac{G(k)}{2} \right)^2 \right] \otimes \left([\delta(z)] + \frac{1}{2} \hat{A}_s(z) + \frac{1}{8} AutCorr(\hat{A}_s(z)) \right) \quad (10)$$

$$\mathfrak{F}_z^{-1}[I(K)] = A \otimes (B + C + D) \quad (11)$$

Analisando a Equação (11), uma representação simplificada da Equação (10), informação de A_s esta contida na convolução de A com C ($A \otimes C$), $A \otimes B$, por sua vez, nos traz informações sobre as propriedades da fonte de luz. $A \otimes D$ é a interferência mutua de duas ondas refletidas pela amostra, é importante notar que esta interferência não esta relacionada diretamente com a informação do braço de referência, isso pode ser notado na Equação (9), que prevê interferências entre a profundidade z e z' de uma amostra extensa. Este

termo pode ser ignorado para meios altamente refletivos, desde que esse sinal é desprezível se comparado ao termo $A \otimes C$.

Os sinais, ou correlogramas, de $A \otimes B$ e $A \otimes D$ podem ser evitados simplesmente posicionando o zero do interferômetro, espelho de referência, algumas centenas de microns antes da superfície da amostra.

Na prática um olhar mais intuitivo pode ser construído sob o funcionamento de um sistema FD-OCT, desenvolvendo o seguinte exemplo, para tanto é necessário idealizar um interferômetro de Michelson, Figura 10, que conta com um espectrômetro como detector, uma fonte de luz de banda larga, com as características espectrais, por exemplo, dadas pela Figura 11, e um espelho em um dos braços que pode assumir duas posições (A ou B). Ajusta-se então o espelho do braço da amostra para a posição (A), nesta posição, ambos os braços contam exatamente com mesmo caminho óptico, o resultado obtido no espectrômetro será um espectro idêntico ao da fonte luminosa (na prática, porém, devido a pequenas vibrações a intensidade varia entre zero e intensidade da própria fonte). Isso porque existe interferência construtiva e destrutiva de todos os comprimentos de onda.

Mas ao deslocarmos o espelho do braço da amostra para uma posição (B), cria-se então uma diferença de caminho óptico entre os braços ocasionando em franjas espectrais. O resultado pode ser observado na Figura 12.

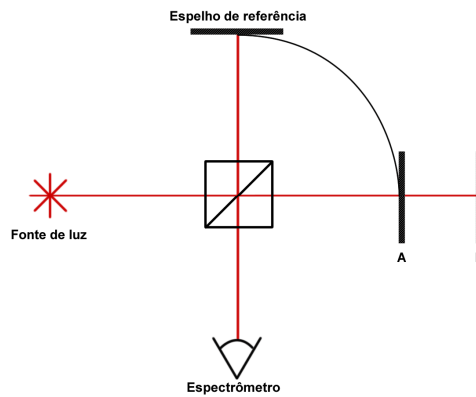


Figura 10: Interferômetro de Michelson. Para o espelho do braço de referência na posição (a) o caminho óptico é igual ao do braço de referência, para a posição (b) há diferença de caminho óptico. A linha curva projeta o tamanho do braço de referência sobre o braço da amostra.

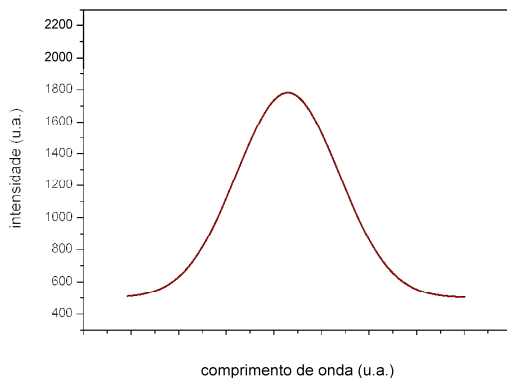


Figura 11: Espectro da fonte luminosa

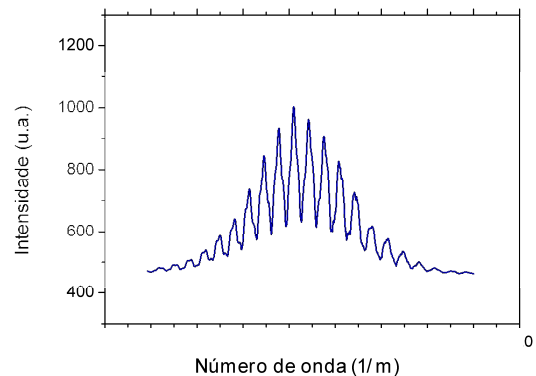


Figura 12: Exemplo de padrão de interferência espectral

Visualmente é simples constatar que a Figura 12 apresenta uma frequência espacial bem definida, a qual está relacionada com a diferença de caminho óptico entre os braços do interferômetro. Quanto maior a diferença de caminhos ópticos maior será a frequência apresentada no espectro. Esta é a base conceitual do OCT no domínio espectral: Um padrão de interferência no espaço k carrega informações do espaço direto que pode ser explicitado através de uma Transformada de Fourier.

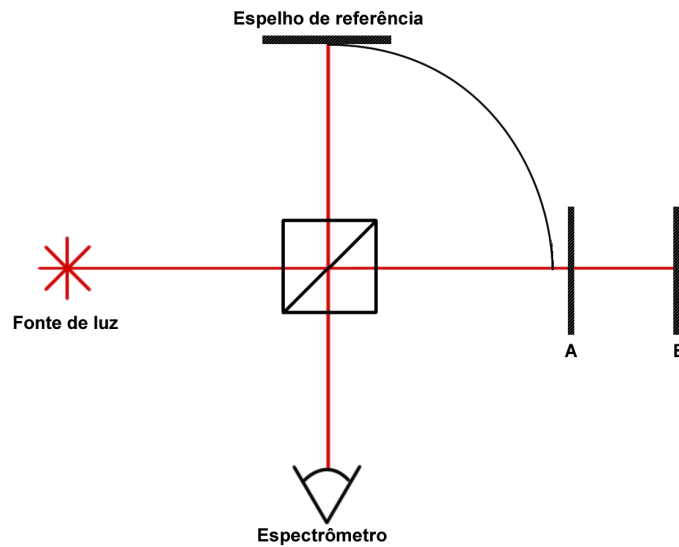


Figura 13: Interferômetro de Michelson. Para o espelho do braço de referência na posição (a) o caminho óptico é diferente ao do braço de referência, para a posição (b) há diferença ainda maior de caminho óptico. A linha curva projeta o tamanho do braço de referência sobre o braço da amostra.

Utilizando a Figura 13 para um segundo exemplo onde o espelho móvel pode então assumir a posição *A* ou *B*, mas diferentemente da Figura 10, ambos os espelhos contam com diferença de caminho óptico maior de zero em relação ao espelho de referência. O padrão de interferência espectral referente a cada posição (*A* e *B*) está apresentado na Figura 14, juntamente com a Transformada de Fourier. Visualmente podemos constatar que quanto maior a diferença de caminho óptico maior será a frequência espacial do espectro. Nota-se também que a transformada de Fourier relaciona diretamente a posição do espelho, ou seja, quanto maior a distância entre zero do sistema e o espelho do braço da amostra maior será a distância entre o zero do gráfico e o pico da Transformada de Fourier.

Mas se ao invés de um espelho móvel, dispusermos dois espelhos semi-refletivos nas posições *A* e *B*, o padrão de interferência será uma superposição das frequências espaciais referentes a cada posição, Figura 14 (*A+B*).

Imagens tomográficas geradas por OCT descrevem a diferentes “refletâncias” em diferentes profundidades de uma amostra, no limite, pode-se extrapolar um tecido biológico como sendo formado por uma seqüência de infinitos espelhos de espessura infinitesimal com refletividades diferentes, quanto maior a refletividade, mais intenso o sinal coletado.

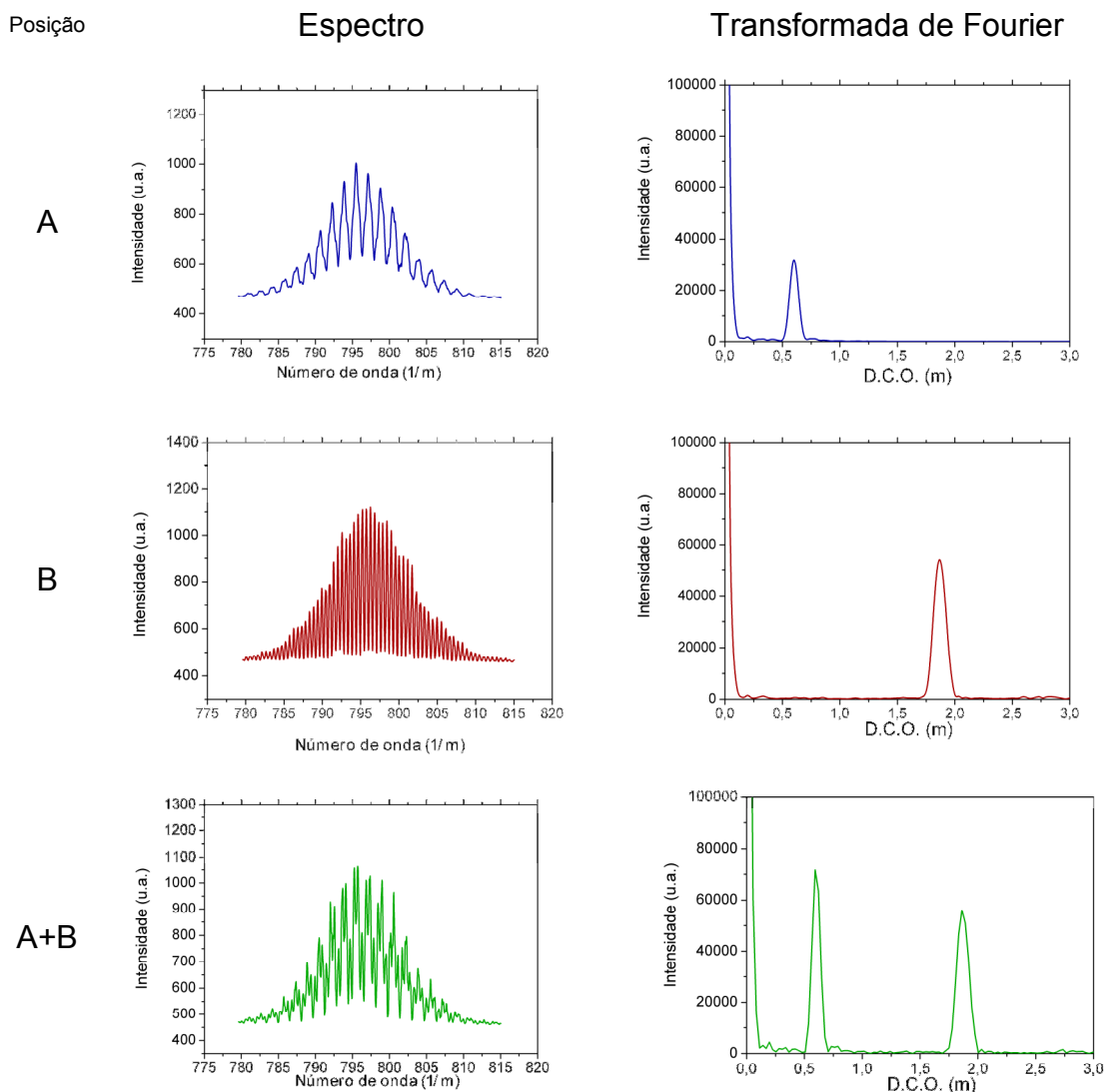


Figura 14: Padrão interferométrico espectral. Para diferentes configurações do “espelho amostra” tem-se os espectros interferométricos na primeira coluna, e a Transformada de Fourier na segunda coluna de cada espectro, representa a intensidade do sinal em função da diferença de caminho óptico (D.C.O). Em A) e B) duas diferenças de caminhos óptico, uma menor e outra maior, respectivamente. Em A+B) tem-se a superposição das freqüências relativas à A e B.

Resolução axial e lateral

A resolução lateral é a mesma da teoria de microscopia, ver Apêndice 7.1 (Profundidade de Foco e Limite de Difração). Para deduzir a resolução axial, resolução na profundidade da imagem pode-se utilizar tanto a teoria espectral como a teoria do OCT no domínio temporal⁵. Na teoria espectral a resolução pode ser obtida assumindo uma fonte de distribuição espectral

gaussiana, Equação (12), para a fonte luminosa, e determina-se sua largura à meia altura (FWHM):

$$S(k) = e^{-\frac{(k-k_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} &= e^{-\frac{(k-k_0)^2}{2\sigma^2}} \Rightarrow \ln\left(\frac{1}{2}\right) = -\frac{(k-k_0)^2}{2\sigma^2} \Rightarrow -\ln(2) = -\frac{(k-k_0)^2}{2\sigma^2} \Rightarrow k_{1,2} = k_0 \pm \sigma\sqrt{2\ln(2)} \\ k_1 - k_2 &= k_0 + \sigma\sqrt{2\ln(2)} - (k_0 - \sigma\sqrt{2\ln(2)}) \\ \Delta k_{FWHM} &= 2\sigma\sqrt{2\ln(2)} \end{aligned}$$

Realiza-se a Transformada de Fourier da Equação (12) e determina-se a largura à meia altura desta também.

$$\begin{aligned} \mathfrak{F}(S(k)) &= Y(x) = \frac{1}{\sqrt{\frac{2}{2\sigma^2}}} e^{-2\sigma^2(x-x_0)^2} = Y(x) = \sigma e^{-2\sigma^2(x-x_0)^2} \\ \frac{\sigma}{2} &= \sigma e^{-2\sigma^2(x-x_0)^2} \Rightarrow \ln\left(\frac{1}{2}\right) = -2\sigma^2(x-x_0)^2 \Rightarrow \ln(2) = 2\sigma^2(x-x_0)^2 \Rightarrow x_{1,2} = x_0 \pm \frac{1}{\sigma}\sqrt{\frac{\ln(2)}{2}} \\ x_1 - x_2 &= x_0 + \frac{1}{\sigma}\sqrt{\frac{\ln(2)}{2}} - \left(x_0 - \frac{1}{\sigma}\sqrt{\frac{\ln(2)}{2}}\right) \\ \Delta x_{FWHM} &= \frac{2}{\sigma}\sqrt{\frac{\ln(2)}{2}} \end{aligned}$$

O produto entre Δk_{FWHM} e Δx_{FWHM} é uma constante²⁹ e ela representa o comprimento de coerência, ou resolução do sistema OCT:

$$\begin{aligned} \Delta k_{FWHM} \Delta x_{FWHM} &= \frac{2}{\sigma}\sqrt{\frac{\ln(2)}{2}} 2\sigma\sqrt{2\ln(2)} = 4\sqrt{\frac{2\ln(2)\ln(2)}{2}} = 4\ln(2) \\ \Delta k_{FWHM} \Delta x_{FWHM} &= 4\ln(2) \\ \Delta k &= -2\pi\left(\frac{\Delta\lambda_0}{\lambda^2}\right) \\ 2\pi\frac{\Delta\lambda_{0FWHM}}{\lambda^2} \Delta x_{FWHM} &= 4\ln(2) \\ \Delta x_{FWHM} &= \frac{2\ln(2)}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda_{FWHM}} \end{aligned}$$

Assim a resolução axial teórica é dada pela Equação (13):

$$\Delta x = \frac{2 \ln 2}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda} \quad (13)$$

Tratando de interferência espectral, é necessário considerar as limitações do espectrômetro, mais precisamente as características ligadas a resolução e faixa espectral. Essas duas estão na prática intimamente ligadas, pois sendo uma CCD (*Charged Couple Device*) um dispositivo limitado pelo número de pixels N , tem-se um compromisso tal que ao aumentar-se a resolução diminui-se a faixa espectral observada. Considerando os pontos em que a gaussiana assume $1/e^2$ de seu máximo, e expressando em função de FWHM, Equação (14), tem-se:

$$\Delta_\zeta = \frac{\pi}{\sqrt{2 \ln 2}} \Delta \lambda \quad (14)$$

Quanto maior a profundidade (z) observada numa amostra, maior é a frequência espacial associada a ela, para uma profundidade máxima ($z=z_{\max}$) o período cossenoidal (Δ_k) da franja é dado pela Equação (15)⁵:

$$\Delta_k = \frac{\pi}{nz_{\max}} \quad (15)$$

Assim o espectrômetro deve ser capaz de resolver ao menos $\Delta_k/2$ (Teorema de Nyquist³⁰), e assumindo $\Delta_k = 2\pi\Delta\lambda/\lambda^2$, a Equação (15) pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta_k}{2} &= \frac{4\pi\Delta_\lambda}{\lambda_0^2} = \frac{\pi}{nz_{\max}} \\ z_{\max} &= \frac{1}{4n} \left(\frac{\lambda_0^2}{\Delta_\lambda} \right) \end{aligned} \quad (16)$$

A Equação (16), descreve a maior profundidade (diferença de caminho óptico) que pode ser observada por um arranjo FD-OCT.

3.3. PS-OCT

A luz é passível de polarização, e seu estado de polarização pode ser modificado por diversos processos. Determinar a mudança do estado de polarização é uma técnica já dominada há muito tempo, mas a mudança do estado de polarização em função da posição não é trivial, a técnica PS-OCT possibilita essa caracterização.

Em termos gerais, o funcionamento do PS-OCT se mantém similar ao OCT, porém é necessário recolher dados referentes a cada direção de polarização vertical e horizontal. Desta forma, gera-se ao final uma imagem de birrefringência, um dos primeiros estudos realizados com esse propósito foi desenvolvido por Hee *et al.*¹⁹.

3.3.1. Polarização e seu Formalismo Matemático

3.3.1.1. Vetores de Stokes

O estado de polarização da luz pode ser representado por um vetor de quatro elementos (Vetor de Stokes), usualmente de uma coluna e quatro linhas. Cada uma desses elementos representa a intensidade de um feixe de luz que passou por um filtro óptico, cada um com propriedades diferentes, os quais podem ser descritos por:

- S_0 : Intensidade da luz após passar por um filtro isotrópico (deixa passar igualmente qualquer estado de polarização)

- S_1 : Intensidade da luz após passar por um polarizador linear com eixo horizontal ($S_1 > 0$) e vertical ($S_1 < 0$). Se o feixe não apresentar nenhuma dessas polarizações em relação a esse filtro: $S_1 = 0$.
- S_2 : Intensidade da luz após passar por um filtro de polarização linear com eixo à 45° ($S_2 > 0$) e -45° ($S_2 < 0$). Se o feixe não apresentar nenhuma dessas polarizações em relação a esse filtro: $S_2 = 0$.
- S_3 : Intensidade da luz após passar por um filtro de polarização circular à direita ($S_3 > 0$) e à esquerda ($S_3 < 0$). Se o feixe não apresentar nenhuma dessas polarizações em relação a esse filtro: $S_3 = 0$.

Assim podemos escrever os estados de polarização da seguinte forma:

$$\begin{cases} S_0 = \langle E_{0x}^2 \rangle_T + \langle E_{0y}^2 \rangle_T \\ S_1 = \langle E_{0x}^2 \rangle_T - \langle E_{0y}^2 \rangle_T \\ S_2 = \langle 2E_{0x}E_{0y} \cos \varepsilon \rangle_T \\ S_3 = \langle 2E_{0x}E_{0y} \text{sen} \varepsilon \rangle_T \end{cases} \quad (17)$$

Onde o *bracket* representa a media temporal, sendo ela maior que um período completo de oscilação, e ε a diferença entre a fase x e y. Para a luz completamente polarizada podemos relacionar os fatores na forma apresentada pela Equação (18):

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (18)$$

Normalizando as relações em relação a S_0 podemos representar um estado de polarização através de um vetor de Stokes (S_0, S_1, S_2, S_3), segundo alguns exemplos dados na Tabela 1.

Tabela 1: Vetores de Stokes, normalizados, para diversos estados de polarização.

Estado de Polarização	Vetores de Stokes
Não Polarizada	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$
Polarização horizontal	$\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$
Polarização vertical	$\begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$
Polarização a 45 graus	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}$
Polarização a -45 graus	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{bmatrix}$
Polarização circular à direita	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$
Polarização circular à esquerda	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix}$

É válido citar que os Vetores de Stokes formam uma base e podem ser representados num espaço de polarização através da Esfera de Poincaré, Figura 15.

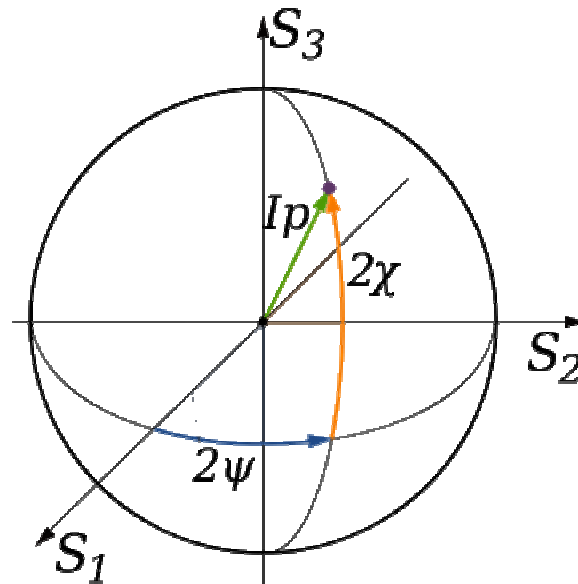


Figura 15: Ilustração da Esfera de Poincaré, S_1 , S_2 e S_3 denotam uma posição num espaço de polarização.

As coordenadas de um determinado estado de polarização podem ser obtidas através das seguintes relações:

$$\begin{aligned} S_0 &= I \\ S_1 &= Ip \cos 2\psi \cos 2\chi \\ S_2 &= Ip \sin 2\psi \cos 2\chi \\ S_3 &= Ip \sin 2\chi \end{aligned}$$

Onde os ângulos ψ e χ estão definidos na Figura 15.

Teorema da decomposição

Toda luz parcialmente polarizada pode ser decomposta em uma parte completamente polarizada e uma parte não polarizada, na Equação (19), esta exemplificada a separação da parte não polarizada e da parte polarizada, respectivamente.

$$\begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_0 - \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} \quad (19)$$

3.3.1.2. Matrizes de Mueller

Até agora foi abordado a descrição de um estado de polarização, nas próximas linhas trataremos da representação da alteração de um estado de polarização matematicamente, isso é realizado através de matrizes que atuam sobre os Vetores de Stokes. Essas matrizes representam a alteração do estado de polarização sofrida por uma radiação incidente em um sistema óptico qualquer. Assim sendo, o estado de polarização do feixe incidente representado pelo vetor \mathbf{S}_i e o sistema óptico representado pela Matriz de Mueller \mathbf{M} , tem-se então o feixe transmitido \mathbf{S}_t . Na Equação (20) tem-se a representação em termos matemáticos:

$$\mathbf{S}_t = \mathbf{M}\mathbf{S}_i \quad (20)$$

Onde a composição de vários elementos ópticos, cada um deles representados por uma Matriz de Mueller, Equação (21), também é válida:

$$\mathbf{S}_t = \mathbf{M}^1 \mathbf{M}^2 \dots \mathbf{M}^n \mathbf{S}_i \quad (21)$$

Onde Assim pode-se descrever qualquer sistema que altere o estado de polarização. De forma inversa é possível determinar as características do

elemento óptico em questão. A fim de ilustrar na Tabela 2 são dadas diversas matrizes que representam alguns elementos ópticos.

Tabela 2: As matrizes de Mueller para os elementos ópticos fundamentais.

Elemento Óptico	Matriz de Mueller
Polarizador horizontal	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$
Polarizador vertical	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$
Polarizador a 45 graus	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$
Polarizador a -45 graus	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$
Lâmina de $\frac{1}{4}$ de onda eixo rápido vertical	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$
Lâmina de $\frac{1}{4}$ de onda eixo rápido horizontal	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{bmatrix}$

$$\begin{array}{l}
 \text{Polarizador circular} \\
 \text{direito} \\
 \\
 \text{Polarizador circular} \\
 \text{esquerdo}
 \end{array}
 \frac{1}{2}
 \begin{bmatrix}
 1 & 0 & 0 & 1 \\
 0 & 0 & 0 & 0 \\
 0 & 0 & 0 & 0 \\
 1 & 0 & 0 & 1 \\
 \\
 1 & 0 & 0 & -1 \\
 0 & 0 & 0 & 0 \\
 0 & 0 & 0 & 0 \\
 -1 & 0 & 0 & 1
 \end{bmatrix}$$

Pode-se também representar um meio depolarizante através das Matrizes de Mueller. No entanto não é trivial caracterizar a depolarização a partir dos coeficientes da matriz, a não ser o caso de depolarização pura:

$$D = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

3.3.1.3. Determinando a Matrizes de Mueller experimentalmente

Um dos objetivos deste estudo foi determinar completamente a matriz de Mueller experimentalmente de um sistema óptico, para isso é necessária uma série de medidas. Um dos métodos possíveis foi proposto por Shuliang Jiao *et al.*³¹ o qual será aqui detalhado. Como vimos o vetor de Stokes é a composição de vários tipos de polarização e podem ser medidos experimentalmente através da intensidade da luz (I) que atravessou analisadores, horizontais (H), verticais (V), à 45 positivos (P), à 45 negativos (N), circular à direita ® e circular à esquerda (L) (Equação (22)):

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} I_H + I_V \\ I_H - I_V \\ I_P + I_N \\ I_R + I_L \end{pmatrix} \quad (22)$$

Todos os estados de polarização são obtidos por somente dois estados linearmente independentes, por convenção utilizam-se as polarizações vertical e horizontal, mas pode-se utilizar qualquer outra base possível. A soma das intensidades (I) das projeções em vetores linearmente independentes é uma constante, Equação (23):

$$I_H + I_V = I_P + I_N = I_R + I_L = I \quad (23)$$

Assim, substituindo Equação (23) na Equação (22), é possível, utilizando apenas quatro polarizações, reescrever o vetor de Stokes conforme a Equação (24):

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} I_H + I_V \\ I_H - I_V \\ 2I_P - (I_H + I_V) \\ 2I_R - (I_H + I_V) \end{bmatrix} \quad (24)$$

E ressaltando que a transformação é do tipo já mostrado pela Equação (20):

$$\mathbf{S}_t = \mathbf{M}\mathbf{S}_i$$

$$\begin{bmatrix} S_{0t} \\ S_{1t} \\ S_{2t} \\ S_{3t} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{00} & M_{01} & M_{02} & M_{03} \\ M_{10} & M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{20} & M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{30} & M_{31} & M_{32} & M_{33} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} S_{0i} \\ S_{1i} \\ S_{2i} \\ S_{3i} \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} S_{0t} \\ S_{1t} \\ S_{2t} \\ S_{3t} \end{bmatrix} = \left[\begin{pmatrix} M_{00} \\ M_{10} \\ M_{20} \\ M_{30} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_{01} \\ M_{11} \\ M_{21} \\ M_{31} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_{02} \\ M_{12} \\ M_{22} \\ M_{32} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_{03} \\ M_{13} \\ M_{23} \\ M_{33} \end{pmatrix} \right] \cdot \begin{bmatrix} S_{0i} \\ S_{1i} \\ S_{2i} \\ S_{3i} \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{S}_t = [\mathbf{M}_0 \quad \mathbf{M}_1 \quad \mathbf{M}_2 \quad \mathbf{M}_3] \cdot \mathbf{S}_i$$

Utilizam-se então quatro polarizações distintas de entrada (para a luz incidente e transmitida utilizou-se as letra i e t subscritas, respectivamente), neste estudo utilizaremos:

$$\mathbf{S}_{Hi} = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \mathbf{S}_{Vi} = \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \mathbf{S}_{Pi} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \mathbf{S}_{Ri} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$$

Compondo então tem-se que:

$$\mathbf{S}_{Ht} = \mathbf{M}\mathbf{S}_{Hi} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{M}_1$$

$$\mathbf{S}_{Vt} = \mathbf{M}\mathbf{S}_{Vi} = \mathbf{M}_0 - \mathbf{M}_1$$

$$\mathbf{S}_{Pt} = \mathbf{M}\mathbf{S}_{Pi} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{M}_2$$

$$\mathbf{S}_{Rt} = \mathbf{M}\mathbf{S}_{Ri} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{M}_3$$

Resolvendo o sistema, isola-se a Matriz de Mueller:

$$\mathbf{M} = [(\mathbf{M}_0) \quad (\mathbf{M}_1) \quad (\mathbf{M}_2) \quad (\mathbf{M}_3)]$$

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} [(\mathbf{S}_{Ht} + \mathbf{S}_{Vt}) \quad (\mathbf{S}_{Ht} - \mathbf{S}_{Vt}) \quad (2\mathbf{S}_{Pt} - (\mathbf{S}_{Ht} + \mathbf{S}_{Vt})) \quad (2\mathbf{S}_{Rt} - (\mathbf{S}_{Ht} + \mathbf{S}_{Vt}))] \quad (25)$$

Assim pode-se determinar totalmente a Matriz de Mueller. Experimentalmente para utilizar a metodologia descrita necessita-se de um arranjo em que haja a possibilidade de alterar a polarização do feixe em qualquer outro estado de polarização tanto no feixe que incide na amostra quanto no feixe do braço de referência. Assim é possível regular as polarizações segundo a dedução anterior, permitindo a realização das medidas necessárias, num total de 16, para a completa determinação do sistema, e conseqüentemente a determinação da Matriz de Mueller.

3.4. Processamento de sinais: Convertendo o espectro em Imagem

Conforme já discutido nos capítulos anteriores, o sinal coletado pelo sistema OCT necessita de um tratamento para relacionar-se diretamente com a amostra, isto é, fazer com que um sinal de FD-OCT tenha relação direta (espacial) com a amostra.

No caso específico deste estudo, Domínio Espectral ou Domínio de Fourier, o processamento tem como operação essencial a Transformada de Fourier.

Apesar de a Transformada de Fourier ser a etapa crucial no processo, outras manipulações matemáticas se fazem necessárias por questões de correções e refinamento do sinal interferométrico para que ele gere imagens

com boa qualidade. Algumas correções são devidas tanto a limitações físicas dos equipamentos utilizados, *e.g.* a CCD possui um número limitado de elementos, quanto mudanças de unidades, esses pontos serão tratados nas linhas à seguir com mais detalhes.

Foram analisados três tipos de processamento de sinal denominados neste estudo como: (a) Transformada Direta; (c) Interpolada e (d) Zero-Filling. Nos itens seguintes estes algoritmos serão descritos, porém uma explicação mais detalhada pode ser encontrada na literatura³².

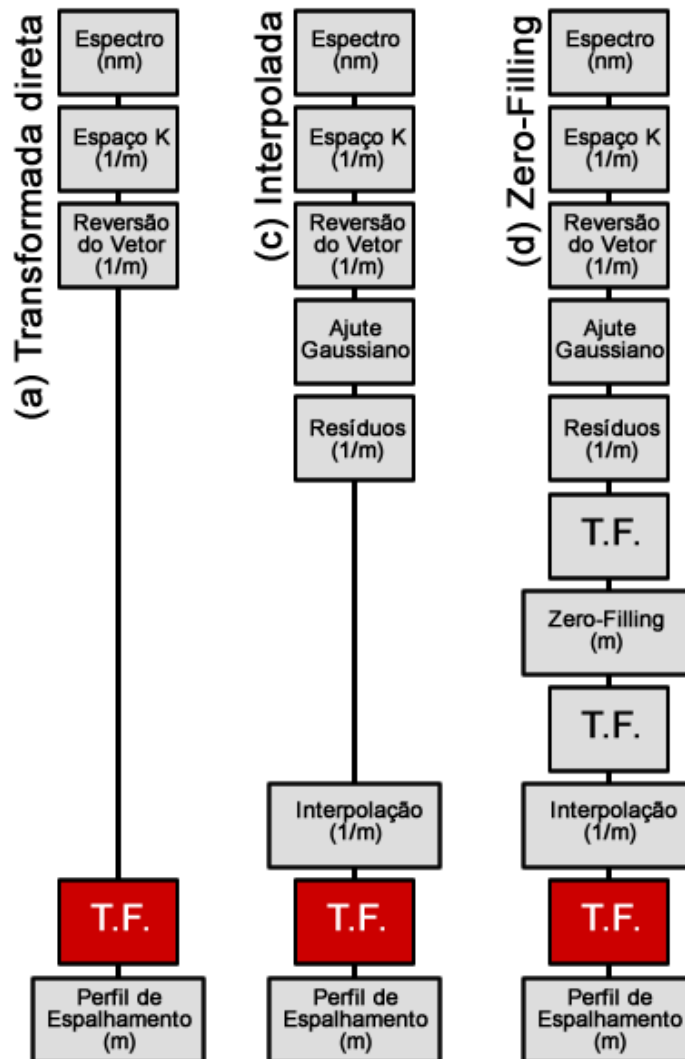


Figura 16: Os três tipos de processamento do sinal interferométrico espectral, que resultam no perfil de espalhamento. Em (a) Transformada Direta; em (b) a Interpolada; em (c) Zero-Filling. Entre parênteses, na imagem, a unidade física utilizada.

3.4.1. Transformada Direta (TDir)

Este método pode ser considerado como o método mais simples, conseqüentemente o mais rápido e robusto. Conta apenas com a uma transformação de unidade, isso porque o espectrômetro retorna informações sobre o comprimento de onda (λ) para k , Equação (26), sendo k o espaço recíproco desejado para a Transformada de Fourier retornar a informação em unidades corretas. Esse processo faz com que o vetor, que anteriormente estava organizado de forma crescente e se torne decrescente, necessitando então ser invertido. Após essas operações é realizada a Transformada de Fourier e resultando no perfil de espalhamento. Na Figura 16 (a), uma representação esquemática das operações necessárias para este tipo de algoritmo.

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (26)$$

3.4.2. Interpolada (Int)

Como visto no item anterior, é necessária uma transformação recíproca, ou seja, do tipo $1/x$, isso leva intervalos igualmente espaçados em intervalos desiguais, isso ocasiona um alargamento excessivo dos picos depois da Transformada de Fourier, além de uma assimetria em relação à centróide³².

Um método para solucionar esse problema é interpolar o vetor depois de se calcular a operação $1/x$. E nesta interpolação calculam-se então valores igualmente espaçados para formar um vetor o qual será submetido à

Transformada de Fourier. Na Figura 16 (b), uma representação esquemática das operações necessárias para este tipo de algoritmo.

3.4.3. Zero-Filling (ZF)

Esta é uma técnica mais elaborada em relação aos outros métodos apresentados, conseqüentemente seu custo computacional tende a ser maior. A técnica Zero-Filling, consiste em um artifício matemático para aumentar a amostragem, sem efetivamente coletar-se mais dados, assim como uma interpolação.

Na prática isso pode ser realizado aplicando uma Transformada de Fourier no espectro coletado, na seqüência adicionam-se vetores vazios, *i.e.*, com valor zero às laterais do vetor, ver Figura 17. Esse processo resulta num vetor de tamanho $N*n$, onde N é o número de *pixels* da CCD e n um número natural maior que zero. Utilizasse então n para especificar o tipo de operação utilizada, por exemplo: Zero-Filling 2N, 3N, 4N, etc... Depois de se adicionar esses zeros é então realizada uma Transformada de Fourier inversa, nota-se neste estágio que a amostragem foi aumentada pelo fator n .

Como resultado tem-se ao final a informação inicial, mas com uma amostragem superior ao original, isso tem conseqüências diretas quando se relaciona a amostragem com a freqüência máxima possível de se mensurar (Teorema de Nyquist³⁰) o que possibilita menores erros computacionais no tratamento de sinais. Na Figura 16 (c), uma representação esquemática das operações necessárias para este tipo de algoritmo.

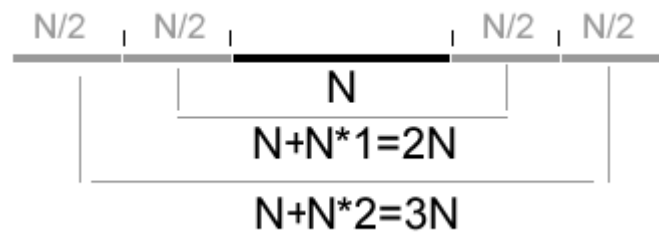


Figura 17: O Processo Zero-Filling, os dados originais (em preto) são ladeados, no espaço recíproco, por vetores de valor zero (em cinza).

4. Simulações

Muitos detalhes da teoria por trás da interferometria de baixa coerência podem ser mais bem entendidos quando é possível, de forma simples, variar diversos fatores e observar o resultado final. Porém experimentalmente tal procedimento torna-se impraticável, seja em termos financeiros ou tecnológicos. Logicamente que a teoria pode dar resposta a esses experimentos hipotéticos, mas não permite desenvolver uma intuição de forma prática.

Existe uma terceira opção baseada em simulação numérica, a qual soluciona os obstáculos presentes nas opções anteriores, ou seja, possui baixo custo, é interativo e permite diversas configurações.

Desta forma um simulador de um sistema FD-OCT foi desenvolvido com o software LabVIEW®, capaz de reproduzir os resultados obtidos em um laboratório, Figura 20.

O simulador permitiu simular a manipulação de um arranjo de interferometria espectral; como alterar a diferença de caminho óptico entre os braços do interferômetro, alterar a calibração e características do espectrômetro ou ainda da fonte luminosa.

Estudos sobre características de cada algoritmo³³ serão discutidos nos itens a seguir.

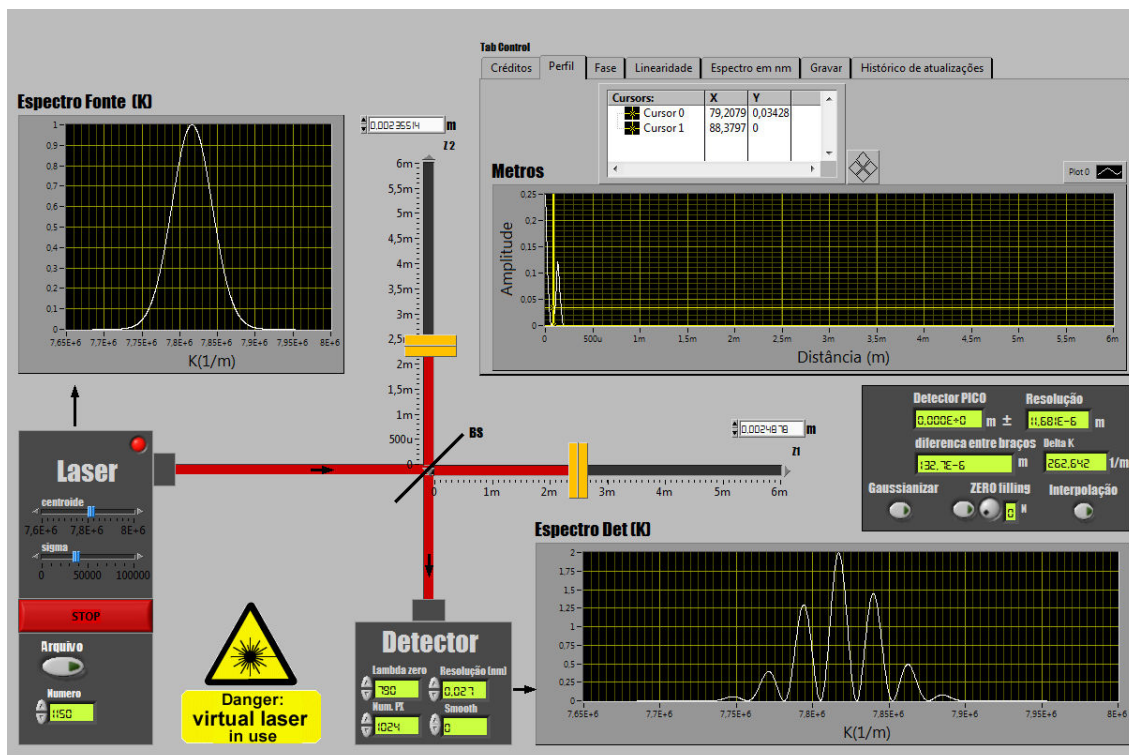


Figura 18: Imagem da tela do simulador *Simoct* desenvolvido neste estudo. Pode-se nele variar paramentos como características da fonte, diferença de caminho óptico entre braços, tipo de processamento, entre outros.

4.1. Análise comparativa entre tratamentos de dados

Com objetivo visualizar as características de cada tipo de tratamento de dados, introduzidos no item 3.4, realizou-se simulações de um sistema OCT com um espelho no braço da amostra com diferença de caminho óptico de $\sim 4800 \mu\text{m}$ em relação ao braço de referência. Aplicou-se então vários tipos de processamentos, à saber: *Transformada Direta*; *Interpolada* e *Zero-Filling 2N*, *4N* e *8N*. São apresentados na Figura 19 os resultados desse estudo. Notam-se alguns pontos interessantes, a começar pela grande largura do pico gerado pela *Transformada Direta* em relação aos outros métodos, ou ainda o alto nível de ruído apresentado pelo algoritmo *Interpolada* em relação aos outros, isto é, valores proporcionalmente altos encontrados na base dos picos quando comparado ao valor máximo do próprio pico. Notou-se que processamentos

mais elaborados resultam em picos mais estreitos, característica ligada à resolução do sistema OCT, pois permite a diferenciação de estruturas próximas, porém o tempo de processamento tende a aumentar.

Foi então realizada uma prospecção de tempo de processamento para cada uma das técnicas, mas vale ressaltar que não foram realizados maiores esforços em prol de aperfeiçoar os algoritmos.

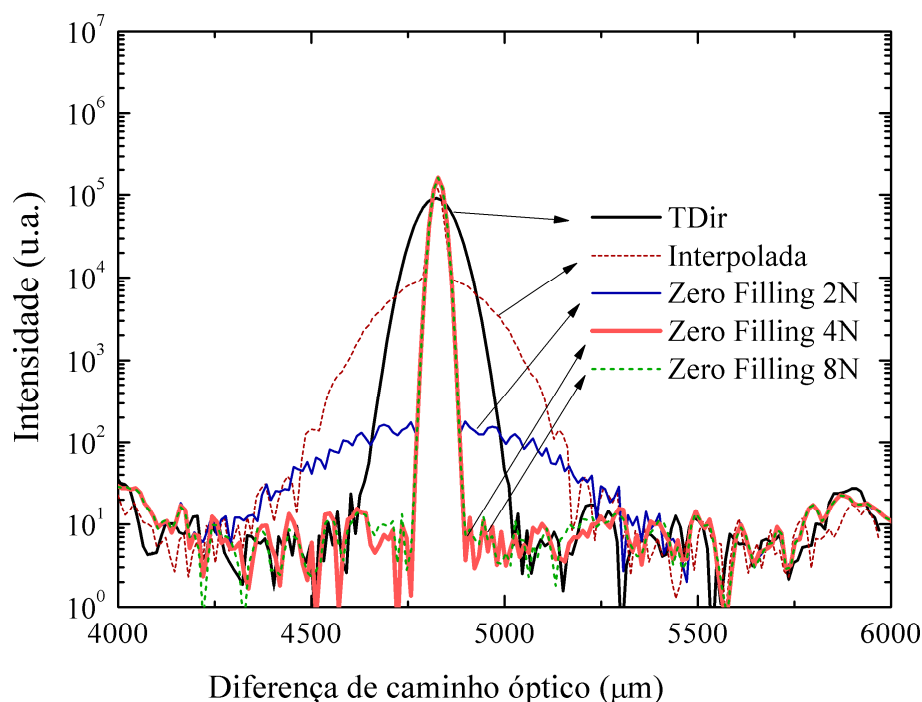


Figura 19: Sinal de interferometria espectral tratado por diferentes métodos matemáticos: TDir (Transformada Direta), Interpolada e Zero-Filling (2N,4N,8N).

Apesar de na prática os tempos terem sido coletados em milissegundos, podemos extrapolar e assumir como unidades de tempo arbitrárias, ou ainda unidades de processamento, a fim de estender os resultados para qualquer outro computador, assumindo que cada configuração de computador gerará tempos diferentes em milissegundos. Ficou então devidamente quantificado, Figura 20, o quão caro, em termos de processamento, é cada uma das técnicas abordadas.

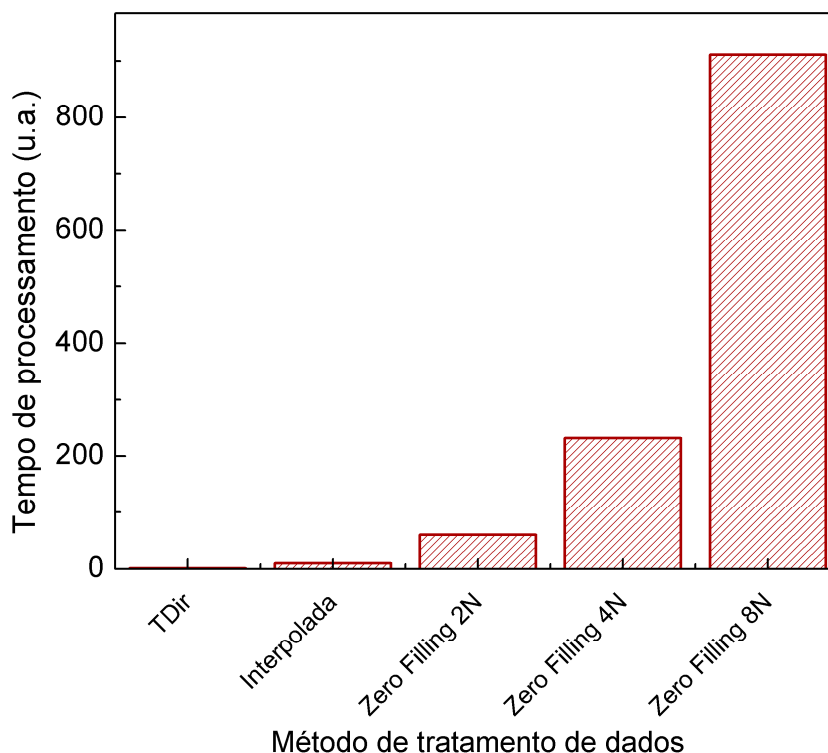


Figura 20: Tempo de processamento, em unidades arbitrárias, de cada método matemático utilizado.

Encontramos uma boa relação entre um tempo de processamento (que acreditamos ser suficientemente curto para a geração de imagens), largura de pico e baixo de ruído no algoritmo Zero-Filling 2N.

4.2. Análise do deslocamento de espectro

Nesta etapa, estudaram-se possíveis efeitos causados por uma descentralização da centróide do espectro da fonte luminosa em relação ao centro da CCD do espectrômetro.

Para tanto, foi criado um espectro com as características desejadas como entrada, dado pela Figura 21, obtivemos como saída os sinais dados pela Figura 22, para três métodos diferentes de tratamento de dados, já

descritos na seção anterior: aplicação da Transformada Direta, Interpolação seguida de Transformada de Fourier e o método de Zero-Filling 2N.

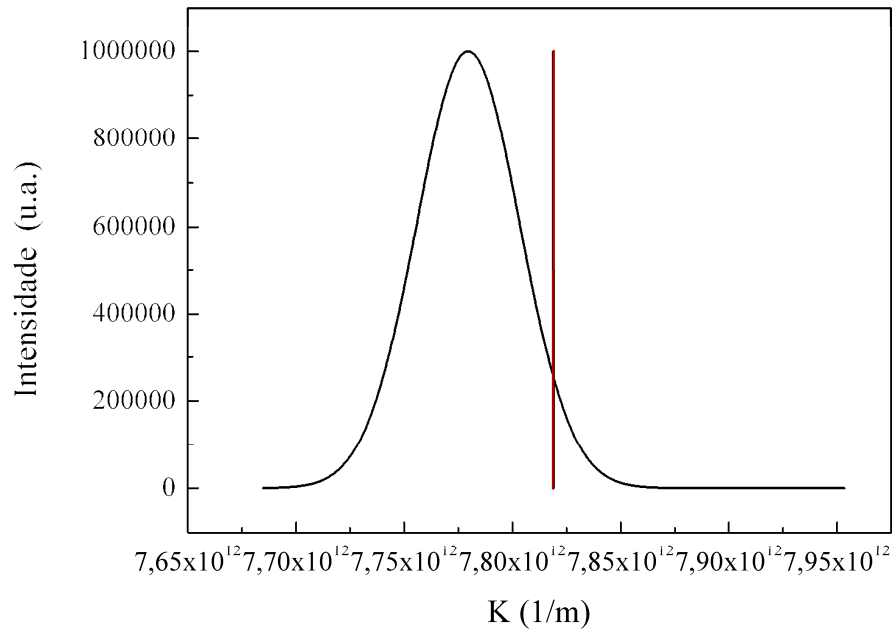


Figura 21: Simulação do espectro de uma fonte luminosa descentralizada em relação ao centro da CCD (traço vertical).

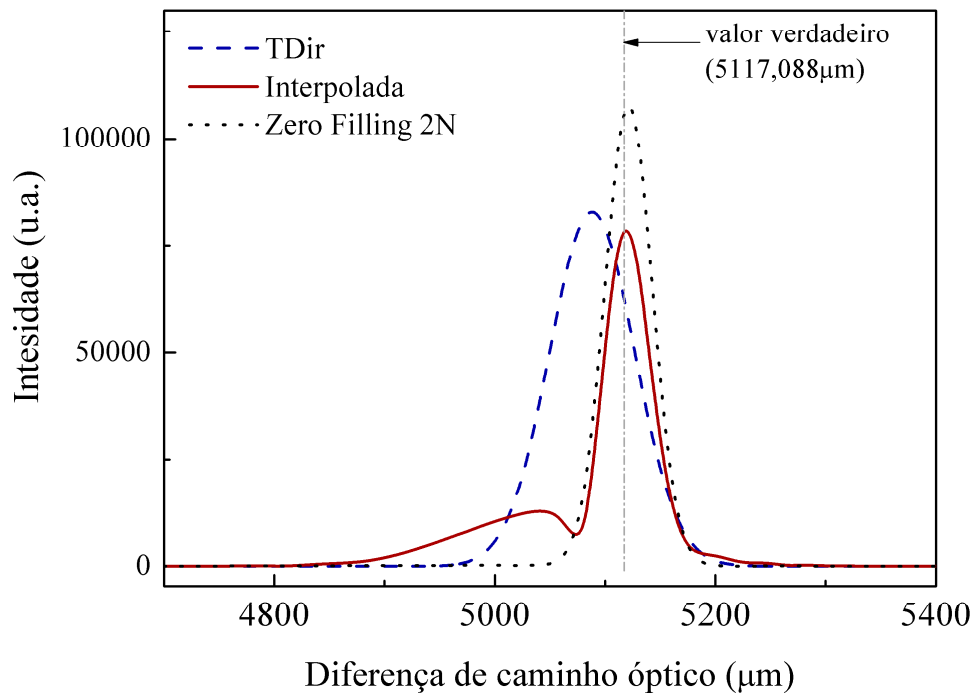


Figura 22: Resultado da FFT por três métodos diferentes com espectro da fonte luminosa deslocada em relação ao centro da CCD, para os algoritmos TDir (Transformada Direta), Interpolada e Zero-Filling 2N.

Constata-se então que o método de interpolação direta (Interpolada) apresenta uma deformidade, a qual se assemelha com um segundo pico, criando um lóbulo, de intensidade e forma relacionada ao deslocamento do espectro e a diferença de caminho óptico. A deformidade em questão pode ser facilmente, em situações reais de aplicação da técnica OCT, confundido com uma falsa estrutura.

Por fim o método de Zero-Filling 2N, apresenta um bom comportamento, quando o espectro de entrada não está centralizado. O método TDir também não apresentou deformidades, porém sua largura (FWHM) ficou bem acima do método Zero-Filling.

4.3. Análise do erro introduzido pelos algoritmos

Para identificar o quão preciso cada método é, introduziram-se diferenças de caminhos ópticos conhecidas no simulador que gerou os padrões interferométricos (no domínio espectral), esses padrões foram então tratados por três algoritmos diferentes para recuperar a informação da diferença de caminho óptico. Os algoritmos utilizados foram: Transformada de Fourier direta (TDir), Interpolação seguida de Transformada de Fourier (Interpolada) e Zero-Filling 2N seguida de interpolação. O gráfico do perfil espalhador foi analisado ajustando-se gaussianas nos picos referente à posição do “espelho amostra”. A Figura 23 e Figura 24 apresentam os resultados sendo o primeiro o erro absoluto e o segundo o erro relativo, ou seja, o erro absoluto relativo à diferença de caminho óptico do ponto em questão.

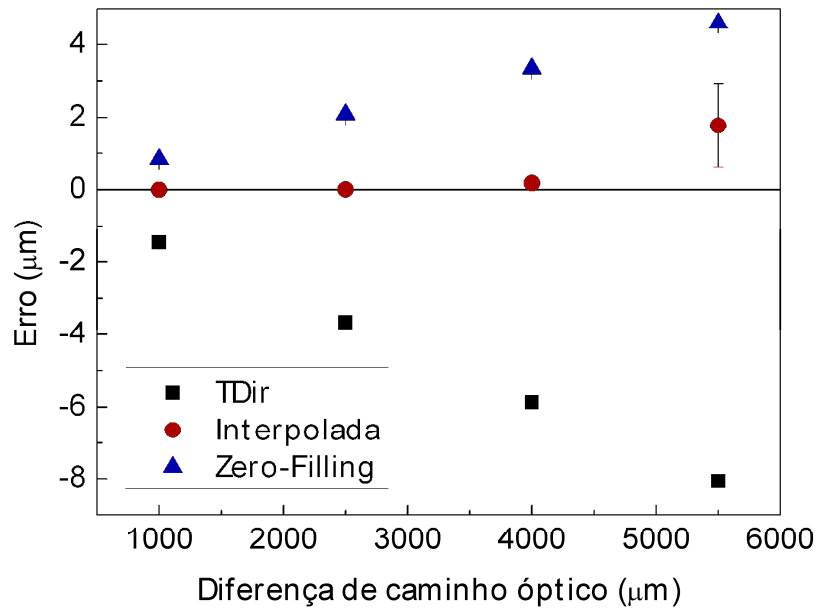


Figura 23: Erro entre o valor verdadeiro e o valor encontrado por cada uma das técnicas de processamento de sinal para os algoritmos TDir (Transformada Direta), Interpolada e Zero-Filling 2N. No último ponto da técnica “Interpolada” gerou uma grande incerteza, pois o espectro da fonte não estava centralizado, causando um problema de análise descrito na Figura 22.

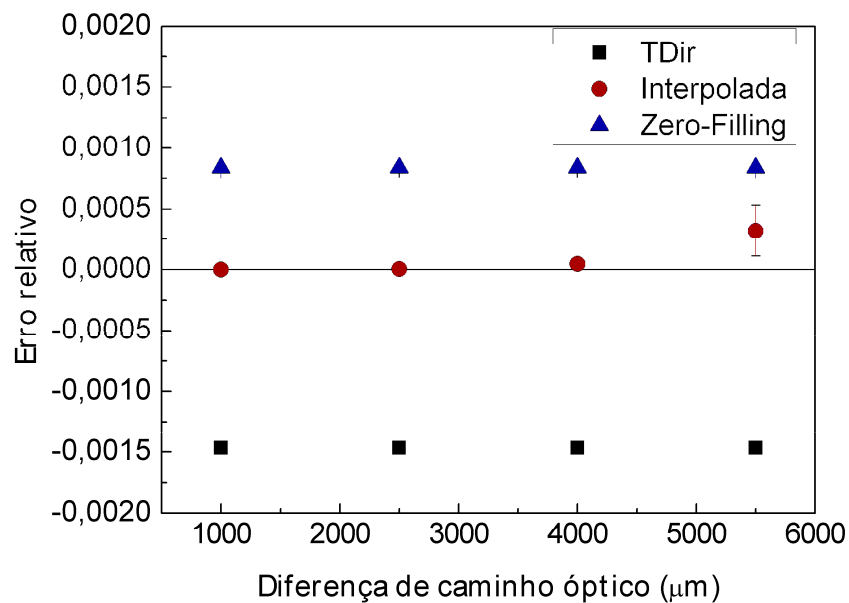


Figura 24: Erro relativo do entre o valor verdadeiro e o valor encontrado por cada uma das técnicas de processamento de sinal: TDir (Transformada Direta), Interpolada e Zero-Filling 2N). No último ponto da técnica “Interpolada” gerou uma grande incerteza pois o espectro da fonte não estava centralizada, causando um problema de análise descrito na Figura 22.

Vale ressaltar que a incerteza do ponto localizado em $5500\mu\text{m}$ para os pontos tratados pelo método de interpolação (Interpolada) no gráfico, apresenta uma maior incerteza e um pequeno deslocamento em relação ao valor verdadeiro, aproximadamente 0,3% e deve-se essencialmente ao efeito descrito na seção anterior, ou seja, o espectro da fonte estava deslocado em relação ao centro do vetor que representa a CCD.

Percebe-se também que apesar das técnicas Zero-Filling e TDir estarem deslocadas do valor verdadeiro, visto que eles respeitam um comportamento estável e previsível por toda abscissa é possível definir uma função analítica para corrigir os valores.

4.4. Análise da influência de cada algoritmo na largura à meia altura

Esse estudo possibilitou correlacionar a largura das gaussianas ajustadas em função à diferença de caminho óptico, vê-se na Figura 25 que para métodos de interpolação a largura a meia altura se mantém razoavelmente constante. Porém para a técnica TDir as larguras forma evoluindo o que para a formação da imagem não é desejável visto que acaba por diminuir a resolução do sistema. Esse efeito decorre do espaçamento desigual dos intervalos do vetor causado pela mudança de unidade $\lambda \rightarrow k$.

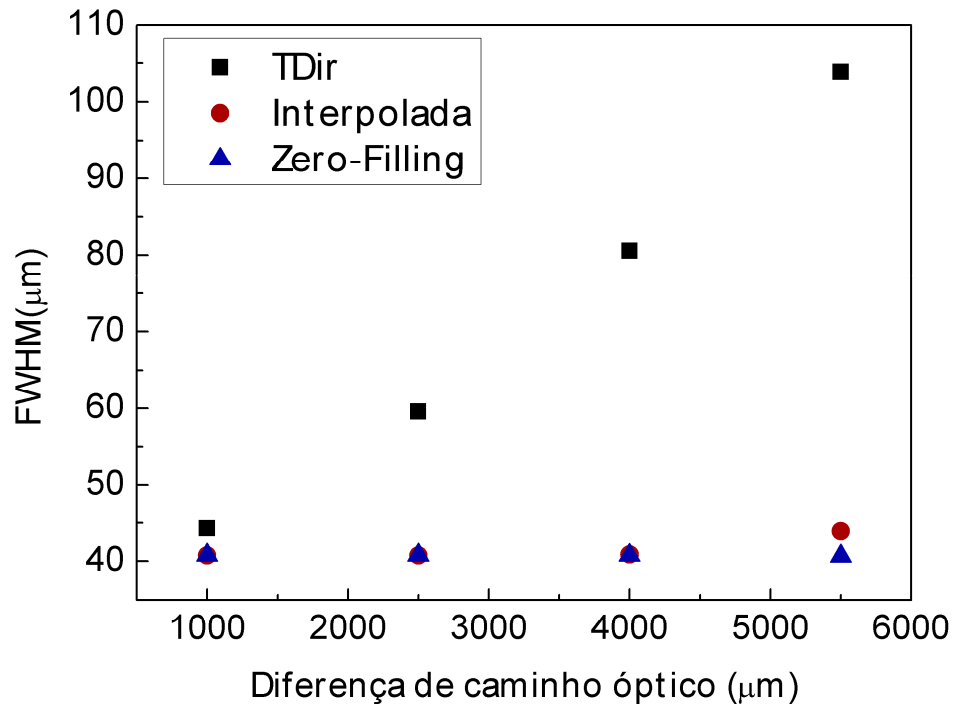


Figura 25: Largura à meia altura do sinal recuperado em função da diferença de caminho óptico para os algoritmos TDir (Transformada Direta), Interpolada e Zero-Filling 2N.

4.5. Estudo da intensidade em função da diferença de caminho óptico

Nessa etapa do estudo, verificamos a relação da intensidade do pico em relação à diferença de caminho óptico. Para tanto, foram utilizadas as técnicas de FFT, Interpolação e Zero-Filling 2N, comparando a intensidade dos picos em relação a intensidade apresentada à uma diferença de caminho óptico de $1000\mu\text{m}$ (escolha arbitrária). Constatou-se através dos dados apresentados na Figura 26 que para a primeira técnica, a intensidade do pico cai linearmente (reta tracejada). Utilizando a técnica de interpolação obteve-se um decaimento exponencial da intensidade do pico. Por fim, pelo tratamento de dados Zero-Filling 2N, a intensidade dos picos se manteve constante em toda região de interesse, fato verificado através da análise do coeficiente angular do ajuste

linear (reta de linha sólida) apresentou valor compatível com zero: $(-1,4 \pm 3,1) \cdot 10^{-6} I_{rel}/\mu\text{m}$.

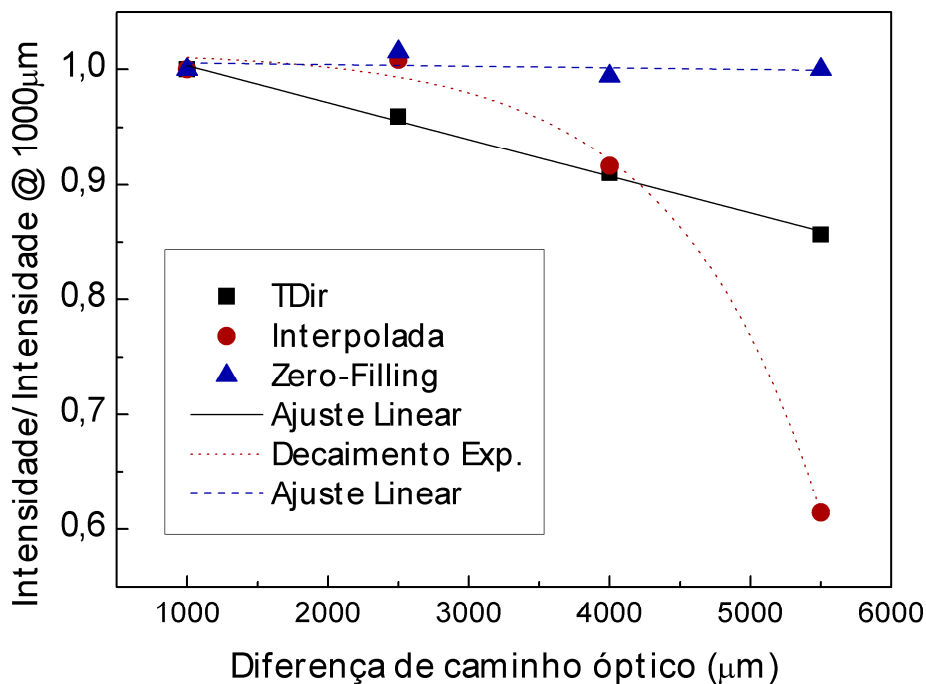


Figura 26: Intensidade do sinal em função da diferença de caminho óptico entre braços do interferômetro para os algoritmos TDir (Transformada Direta), Interpolada e Zero-Filling 2N. Realizaram-se ajustes para melhor compreender o comportamento

4.6. Conclusões sobre os estudos baseados em simulações

Ao se analisar os resultados e discussões geradas nos tópicos sobre simulação, concluiu-se que o processamento denominado Zero-Filling 2N é o tipo de processamento mais robusto. Ele apresentou bons resultados em todos os tópicos de estudo.

Ao estudar o formato do pico resultante, o Zero-Filling 2N apresentou uma boa relação ruído de base vs. tempo de processamento. No estudo de caso de um espectro gaussiano deslocado em relação ao centro da CCD, o algoritmo Zero-Filling 2N não apresentou lóbulos, porém ao se analisar o estudo sobre

erros, constata-se que no caso de um espectro deslocado, este algoritmo, apresenta erro crescente em função da diferença de caminho óptico, mas pelo fato de ser um erro que segue uma relação fixa, uma porcentagem da diferença de caminho óptico, esse erro pode ser facilmente corrigido.

Adicionalmente, pode-se verificar que o tratamento Zero-Filling 2N, mantém características de intensidade e largura à meia altura durante toda a variação da diferença de caminho óptico.

As técnicas Zero-Filling 4N e 8N produziram resultados muito próximos ou idênticos aos do Zero-Filling 2N nas primeiras etapas do estudo, por esse motivo, eles foram suprimidos ou não levados em consideração por necessitarem de maior tempo de processamento, fator fundamental para a realização de imagens em tempo real.

5. Parte Experimental

O presente estudo contou com uma extensa parte experimental realizada no inteiramente nas dependências do IPEN, mais precisamente no Centro de Lasers e Aplicações (CLA).

5.1. Medidas Preliminares

Nessa parte da pesquisa desenvolveram-se experimentos para a verificação da fenomenologia relacionada à interferometria espectral e à sistemática do FD-OCT.

5.1.1. Verificação de linearidade

O primeiro estudo experimental³⁴ teve como objetivo realizar um primeiro contato com a técnica FD-OCT, e consistiu em captar os diferentes padrões de interferência espectral para diferentes caminhos ópticos espaçados de $100\ \mu\text{m}$ [§] entre si, isso foi possível utilizando um deslocador micrométrico que movia o “espelho amostra”. O arranjo está ilustrado pela Figura 27, na Figura 28 uma foto do arranjo.

Após coletados os espectros utilizou-se o programa computacional Origin® para realizar a transformada de Fourier de cada um dos interferogramas associados a cada posição do espelho móvel, Figura 29.

Utilizou-se comprimento de onda de 810 nm, largura de banda de ~40 nm e potência de ~10 mW, espectrômetro com resolução de 0,027 nm,

[§] Dois espectros interferométricos foram “perdidos” acarretando duas lacunas na análise dos resultados, a saber, nas posições de: $500\ \mu\text{m}$ e $1200\ \mu\text{m}$. No entanto tal acontecimento não acarretou nenhum ou prejuízos desprezíveis nas conclusões desta etapa.

lente de focalização de 100 mm, o processamento foi realizado apenas com a FFT.

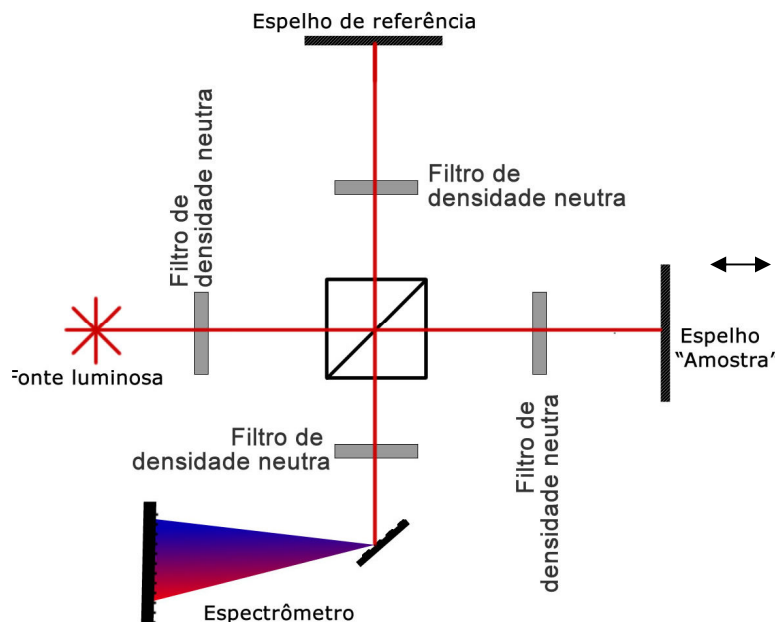


Figura 27: Esquema óptico do arranjo utilizado. Um divisor de feixe 50:50 foi disposto na configuração de interferômetro de Michelson. O “espelho amostra” foi então deslocado em passos de $100\ \mu\text{m}$, e a cada passo os interferogramas eram gravado através do espectrômetro.

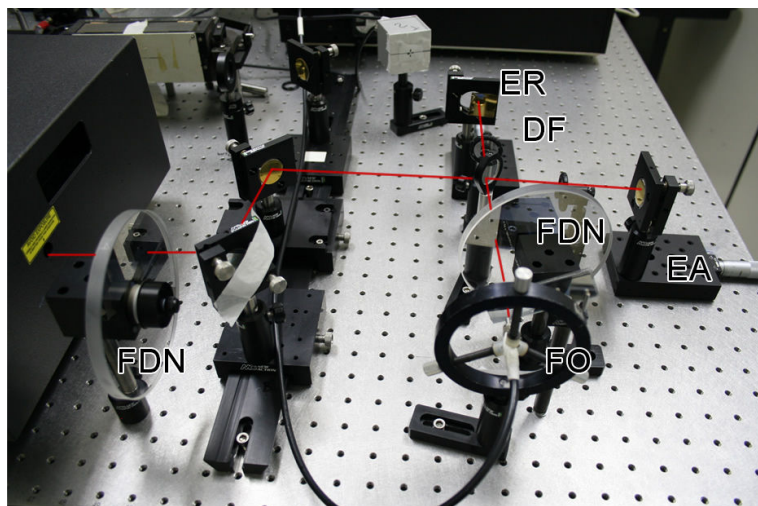


Figura 28: Foto do arranjo experimental utilizado, a linha vermelha representa o caminho do feixe laser. Um Filtro de densidade neutra (FDN) atenua a intensidade do laser, que incide em um divisor de feixe (DF). Os feixes são então refletidos pelo espelho referencia (ER) e pelo espelho amostra (EA), a recombinação deles é atenuado novamente por um FDN e incide na fibra óptica (FO) do espectrômetro. Nota-se o EA fixado em um deslocador linear micrométrico.

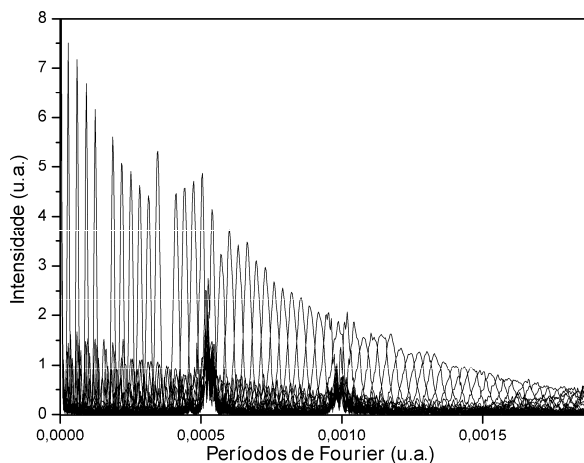


Figura 29: Conjunto das Transformadas de Fourier para o padrão espectral referente a cada posição do espelho móvel.

Na seqüência, gaussianas foram ajustadas a cada um dos picos, utilizando o mesmo *software* (Origin®), o ajuste retornou então a posição de cada pico, no espaço de freqüências de Fourier e suas incertezas. Foi constatada então uma linearidade, como previsto pela teoria, entre a posição do espelho móvel e os valores obtidos no espaço de freqüências de Fourier, Figura 30.

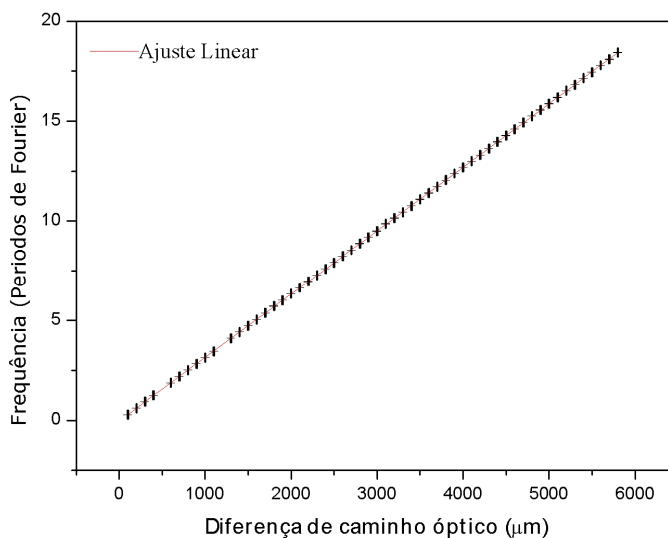


Figura 30: Diferença de caminho óptico pelas freqüências espectrais, e ajuste linear sobreposto ($\chi^2=0,44$).

Concluímos assim a primeira fase experimental, verificando um dos aspectos fundamentais do FD-OCT.

5.1.2. Teste de Superposição de Frequências

Um outro teste realizado foi em relação à capacidade do sistema em lidar com frequências superpostas, ou seja, com informações provindas de várias profundidades da amostra, simultaneamente. Para essa verificação, foi utilizado o arranjo do item anterior, mas ao invés do “espelho de amostra”, foram dispostas duas amostras: uma lamínula de microscópio e uma placa de alumina.

Os perfis de espalhamento foram processados, os resultados estão apresentados na Figura 31 e Figura 32. Analisando a Figura 31, identificou-se claramente os picos referentes às superfícies da lamínula, e ao assumir $n=1,5$ (índice de refração do vidro tipo BK7) o valor de espessura encontrado é compatível com as especificações do fabricante que assume espessura entre 0,12 à 0,16 mm.

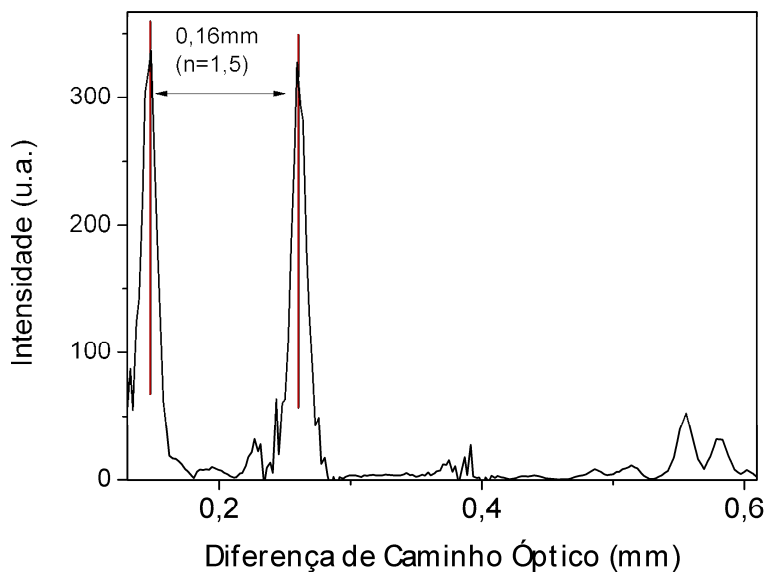


Figura 31: Perfil de espalhamento de uma lamínula de microscópio. No gráfico é possível identificar as duas superfícies da lamínula.

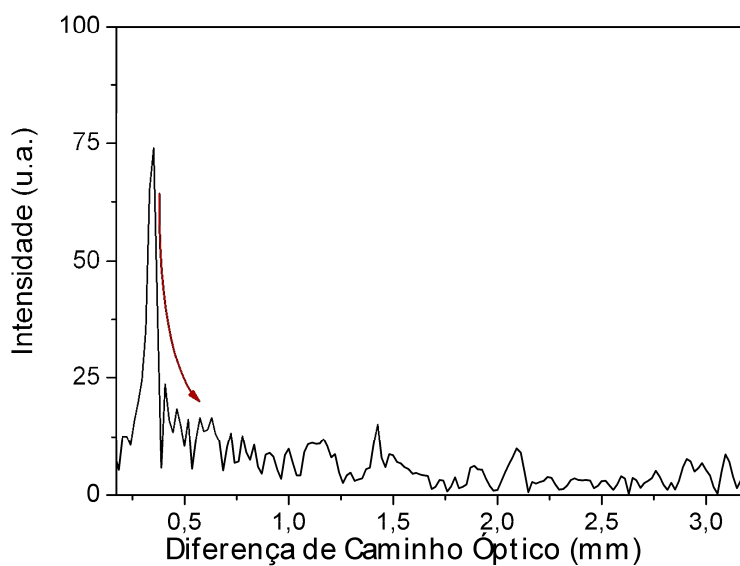


Figura 32: Perfil de espalhamento de uma placa de alumina, nota-se um decaimento contínuo após a primeira superfície.

O perfil de espalhamento da placa de alumina, Figura 32, apresentou, conforme esperado, um decaimento contínuo do sinal em função da profundidade, devido à opacidade e homogeneidade da cerâmica, *i.e.*, à falta de estruturas internas organizadas, numa escala micrométrica.

Assim concluiu-se que o sistema estava apto a captar e processar interferogramas que continham freqüências espaciais superpostas, no caso da lamínula, basicamente 2 freqüências bem definidas superpostas e no caso da alumina um contínuo de freqüências numa dada região.

5.1.3. Varredura, processamento e Imagem

Ainda no intuito de ambientalizar-se com o arranjo de FD-OCT, uma segunda etapa de medidas³⁴ foram realizadas, sendo esta a extensão natural do item anterior, porém no lugar do espelho foi disposta uma amostra não metálica. O arranjo está ilustrado pelo esquema da Figura 33 e pela foto disposta na Figura 34, e como amostra; foi utilizado um fundo de copo descartável de café, a qual apresentava um relevo visível a olho nu ($\sim 0,2$ mm de altura), Figura 35, e estava fixa a um translador micrométrico XYZ controlado por computador, desta forma o feixe de luz ficou fixo numa posição e a amostra se deslocava.

Utilizou-se comprimento de onda de 810 nm, largura de banda de ~ 40 nm e potência de ~ 10 mW, espectrômetro com resolução de 0,027 nm, lente de focalização de 100 mm, o processamento foi realizado apenas com a Transformada de Fourier.

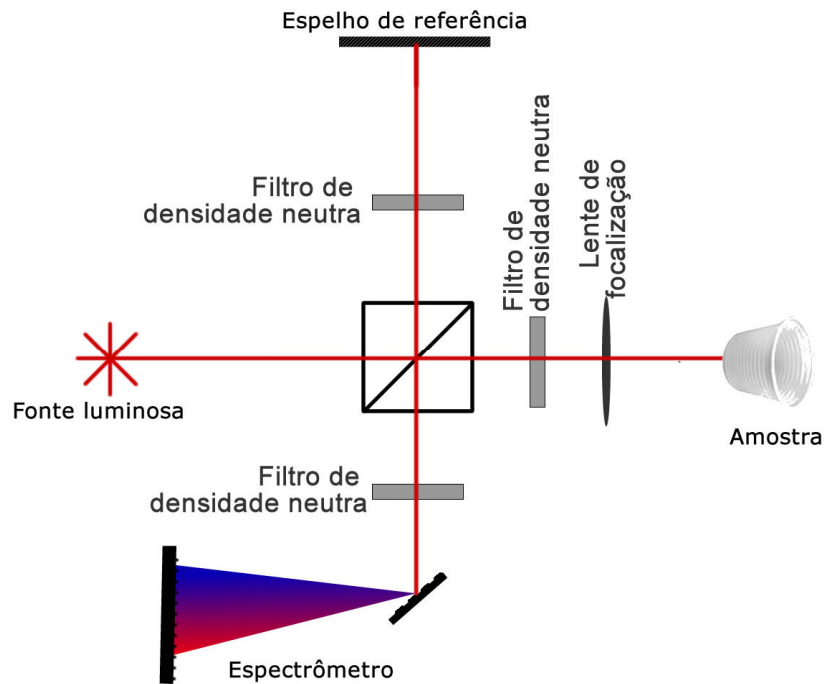


Figura 33: Representação esquemática do arranjo experimental. Um interferômetro de Michelson, que contava com um fundo de copo descartável como amostra em um de seus braços. A linha curva projeta o tamanho do braço de referência sobre o braço da amostra.

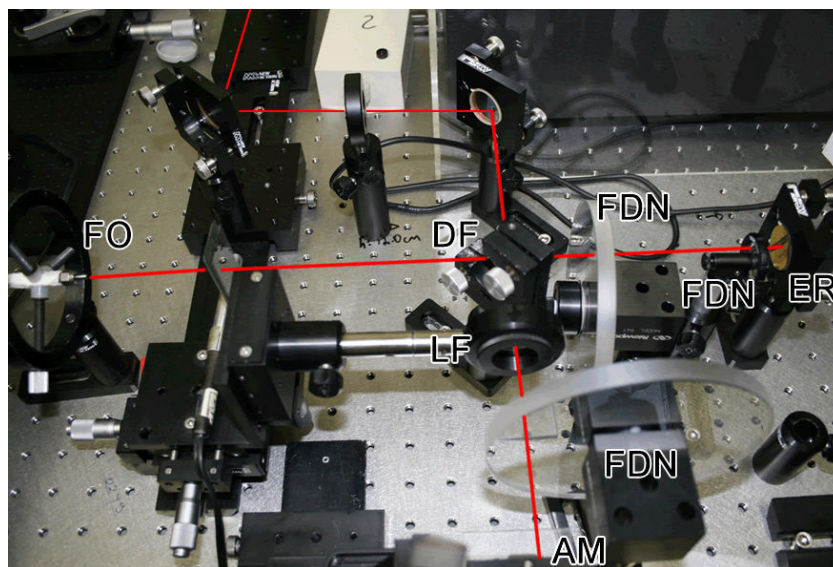


Figura 34: O arranjo utilizado para a realização da medida. O caminho do feixe laser esta ilustrado na figura pela cor vermelha. O laser incide em um divisor de feixe (DF), e então ambos os feixes são atenuados por filtros de densidade neutra (FDN). Em um dos braços o feixe é refletido pelo espelho referencia (ER) e no outro, depois de focalizado pela lente (LF), era refletido pela amostra (AM), a recominação deles incide na fibra óptica (FO) do espectrômetro. Na parte inferior da foto, encontra-se o fundo de copo (AM) descartável sobre um deslocador linear.

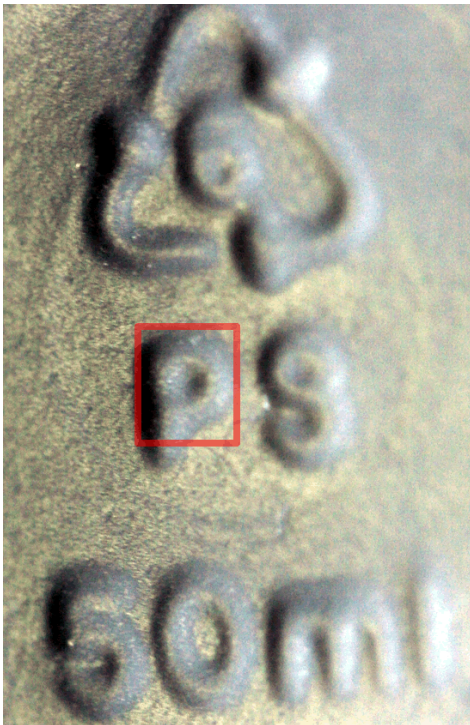


Figura 35: Foto do relevo da amostra utilizada: Fundo de um copo descartável de café. Em destaque a área que o laser realizou a varredura.

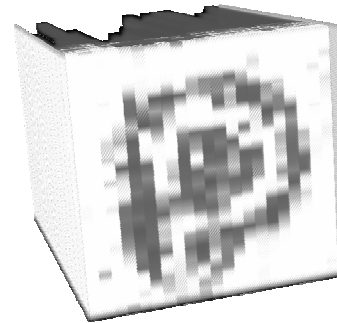


Figura 36: Reconstrução 3D da imagem da área de interesse, com medidas realizadas a cada $100\mu\text{m}$.

O procedimento permitiu a reconstrução do relevo na área de estudo (parte superior da letra *P*)

5.1.4. Conclusões sobre as Medidas Preliminares

A realização das etapas, descritas nas Medidas Preliminares, permitiram o domínio necessário do arranjo experimental para a realização das experiências previstas no objetivo do trabalho. Assim pôde-se passar para as Medidas Finais.

5.2. Medidas Finais

5.2.1. O Arranjo

O sistema final foi implementado aplicando os conhecimentos acumulados e equipamentos disponíveis no laboratório.

5.2.1.1. Fonte de luz

A fonte de luz de um sistema OCT define muitas de suas propriedades e aplicações, conseqüentemente esse aparato deve ser escolhido sempre caso a caso. Os seguintes itens podem ser citados como principais parâmetros:

- Largura de banda: define a resolução axial do sistema.
- Comprimento de onda: define principalmente a aplicação do sistema visto que este deve ser escolhido de forma que permita a maior penetração possível na amostra.
- Potência: a intensidade da luz deve ser suficiente para que o sinal retro-espalhado seja capaz de sensibilizar o detector eficazmente, mas não deve ultrapassar o máximo de exposição permitido para tecidos biológicos³⁵.
- Estabilidade: As características da fonte de luz devem permanecer idealmente, inalteradas durante o experimento.

Foi utilizado neste estudo um laser de Ti:Safira, modelo MIRA da Coherent®, trabalhando em regime de travamento de modos; bombeado por um laser Nd:YAG operando no 2° harmônico, modelo Verdi 5 (5 W) também da

Coherent®, operando com ~ 20 nm de FWHM, o que implica em uma resolução teórica de $\Delta x = 14 \mu\text{m}$, segundo a Equação (13), e potência de ~ 10 mW.

5.2.1.2. Sistema de varredura Lateral

Um sistema de galvanômetros XY da GSI Lumonics® modelo SC2000 foi disposto juntamente com uma lente para a focalização do feixe na amostra, Figura 37, a lente de distância focal de 125 mm propiciou uma profundidade de foco de ~ 4 mm. Considerando que amostras espalhadoras (de luz) raramente possibilitam investigações além de ~ 2 mm, mostram que o conjunto está bem dimensionado para as medidas pelo estudo proposto e foram calculadas a partir do estudo disposto no Apêndice 7.1.

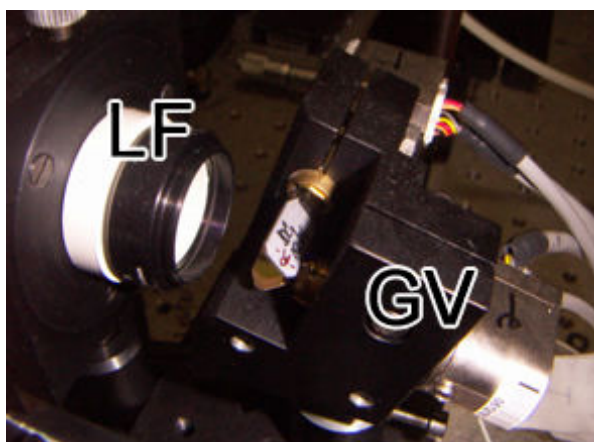


Figura 37: Sistema de galvos GSI LUMONICS (GV) e a lente de focalização (LF).

5.2.1.3. Espectrômetro

Para a coleção do sinal resultante um espectrômetro da Princeton Technologies®, modelo Acton 500i. Com grade de difração de 1200 linhas/mm utilizada uma CCD bidimensional com 1340x100 pixels com temperatura

controlada por placa Peltier para melhor relação sinal-ruído. Resolução teórica de 0,027 nm.

As características do espectrômetro permitiram $Z_{\max} = 5900 \mu\text{m}$, calculado a partir da Equação (16). Sua faixa espectral (*spectral range*) era de 36,18 nm, porém o desejado seria de 50 nm, conforme calculado pela Equação (15).

5.2.1.4. Software de Aquisição e Processamento de Dados

Este estudo desenvolveu um programa em ambiente LabVIEW® o qual era responsável por todo gerenciamento da tomada de dados. A Figura 38 descreve, através de um fluxograma, a lógica do sistema.

Este programa controlava a posição do feixe na amostra através do galvanômetro e ordenava** o software do espectrômetro a adquirir o espectro interferométrico. Após essas operações o programa acessava o arquivo, e aplicava os algoritmos apresentados no item 3.4. Apresentava então, através de um mapa de intensidade, a imagem de OCT formada. Na Figura 39, a imagem apresentada no monitor do computador.

** Um dispositivo eletrônico descrito no apêndice 8.7 foi desenvolvido por este estudo para integrar o software desenvolvido pelo grupo e o software do espectrômetro.

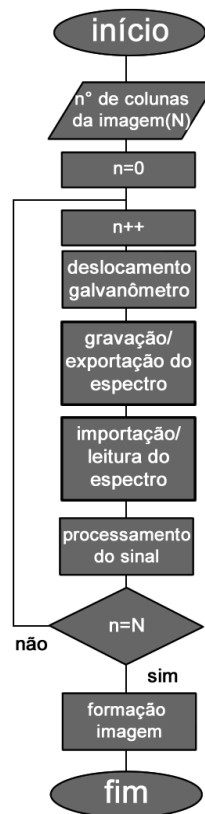


Figura 38: Fluxograma que representa o funcionamento do *software* desenvolvido para a aquisição de imagens FD-OCT. O usuário entrava com o número de colunas que desejada a figura, o programa então adquiria os espectros interferométricos referentes a cada posição determinada pelo galvanômetro.

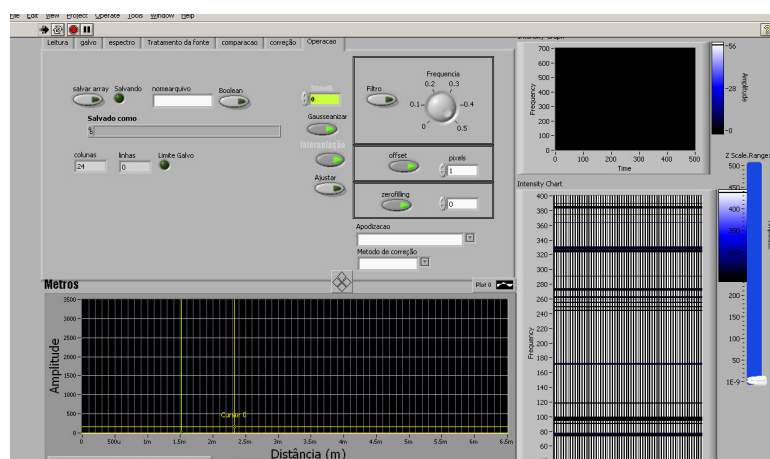


Figura 39: Imagem apresentada pelo programa desenvolvido para aquisição de dados.

5.2.1.5. Polarímetro

As medidas do estado de polarização do laser foram realizadas utilizando um polarímetro Thorlabs® modelo TXP³⁶.

5.2.1.6. Amostra

Como amostra utilizou-se várias camadas de fita adesiva comum, isso porque a fita adesiva conta com propriedades físicas e ópticas, que preenchem todos os requisitos desejáveis numa amostra de teste para um sistema PS-OCT ou MM-OCT. A fita adesiva apresenta:

- Estrutura periódica, constante e conhecida;
- Apresenta birrefringência;
- Baixo custo;
- Disponível em qualquer laboratório.

Essas características levaram à escolha da fita adesiva como amostra das medidas de birrefringência.

5.2.2. Medida de Birrefringência

O arranjo de PS-FD-OCT foi montado utilizando-se placas de atraso $\lambda/4$ e polarizadores na montagem do arranjo. Uma foto do arranjo esta disposta na Figura 40, este arranjo foi montado de acordo com o esquema da Figura 41.

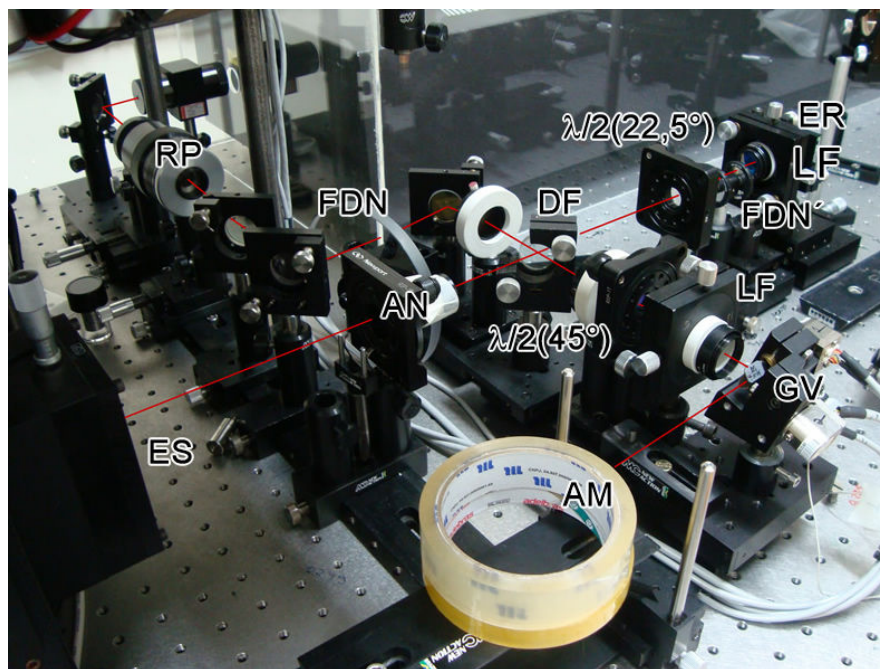


Figura 40: O arranjo utilizado para a realização da medida. O caminho do feixe laser esta ilustrado na figura pela cor vermelha. O feixe laser passa por um rodador de polarização (RP) e por um Filtro de densidade neutra (FDN), e incide então em um divisor de feixe (DF). Um dos feixes passa através da placa de atraso ($\lambda/2 @ 22,5^\circ$), por um FDN, depois por uma lente de focalização (LF) e é refletido pelo espelho referencia (ER). No outro braço do interferômetro, o feixe passa através da placa de atraso ($\lambda/2 @ 45^\circ$), pela LF, pelo galvanômetro (GV) e incide na amostra (AM), a recombinação deles incide num analisador (AN) e segue para o espectrômetro (ES).

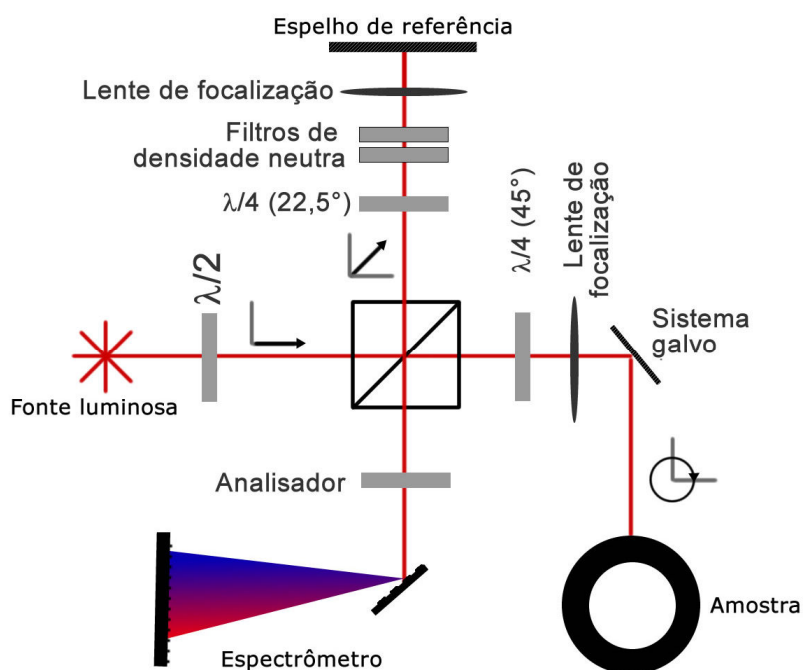


Figura 41: Arranjo esquemático do sistema PS-OCT utilizado. As pequenas setas que definem o estado de polarização desejado. A linha pontilhada curva projeta o tamanho do braço de referência sobre o braço da amostra.

Na Figura 41, observa-se pequenas setas que definem o estado de polarização desejado, assim como o ângulo que o eixo óptico da lâmina de atraso deve apresentar. No braço de referência foi configurado para que o feixe apresentasse uma polarização a 45° na entrada do espectrômetro, para isso a placa de $\lambda/4$ foi posicionada com seu eixo óptico disposto à $22,5^\circ$, visto que o feixe passava por ele duas vezes. Já no braço da amostra foi necessário dispor o eixo óptico da placa $\lambda/4$ a 45° , fazendo com que o feixe incidisse na amostra circularmente polarizado, eliminando assim a possibilidade de alinhamento entre uma polarização linear com um eixo óptico da amostra. Tais cuidados foram tomados para garantir que seria sempre possível observar interferência quando o analisador era disposto vertical ou horizontalmente na entrada do espectrômetro. Para garantir que o arranjo apresentava as polarizações desejadas o polarímetro foi utilizado, permitindo

ajustes finos dos ângulos dos elementos ópticos até que o estado de polarização desejado fosse alcançado.

O tempo de aquisição de cada imagem era de aproximadamente 40 minutos, devido basicamente ao espectrômetro o qual demorava aproximadamente 2 segundos para exportar as informações em formato ASCII. Para a formação das imagens foram tomados 1000 espectros em cada uma das polarizações.

Os dados coletados foram então processados por um programa, também desenvolvido em ambiente LabVIEW®, Figura 42. Esse *software* destinava-se a interpretar os arquivos gravados em formato texto para um gráfico de intensidades, dando assim origem as imagens. O *software* também realizava cálculos com as imagens relacionadas com a polarização vertical, e horizontal (Figura 43 a e b respectivamente) que por fim davam origem as imagens de espalhamento e birrefringência, através do cálculo do arco tangente da razão entre a imagem referente à polarização horizontal e vertical (Figura 43 c e d respectivamente).

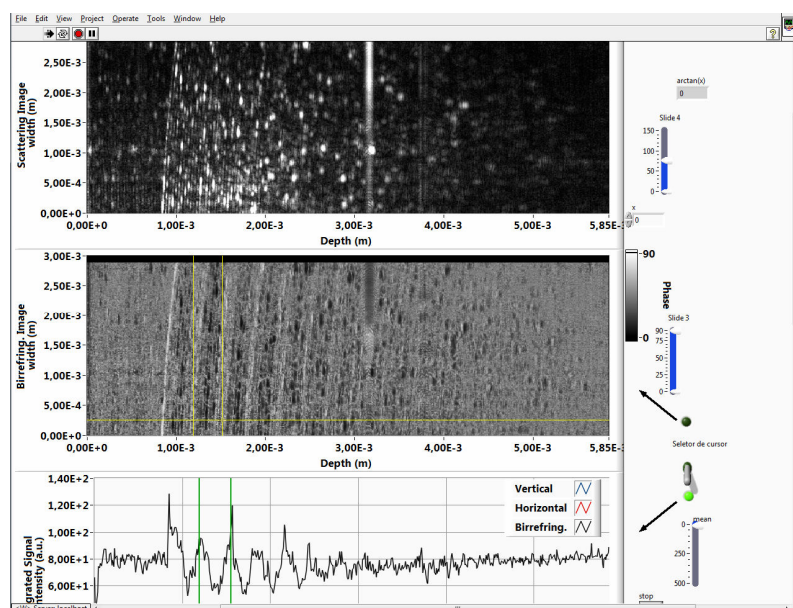


Figura 42: Imagem apresentada pelo programa desenvolvido para a análise das imagens de birrefringência.

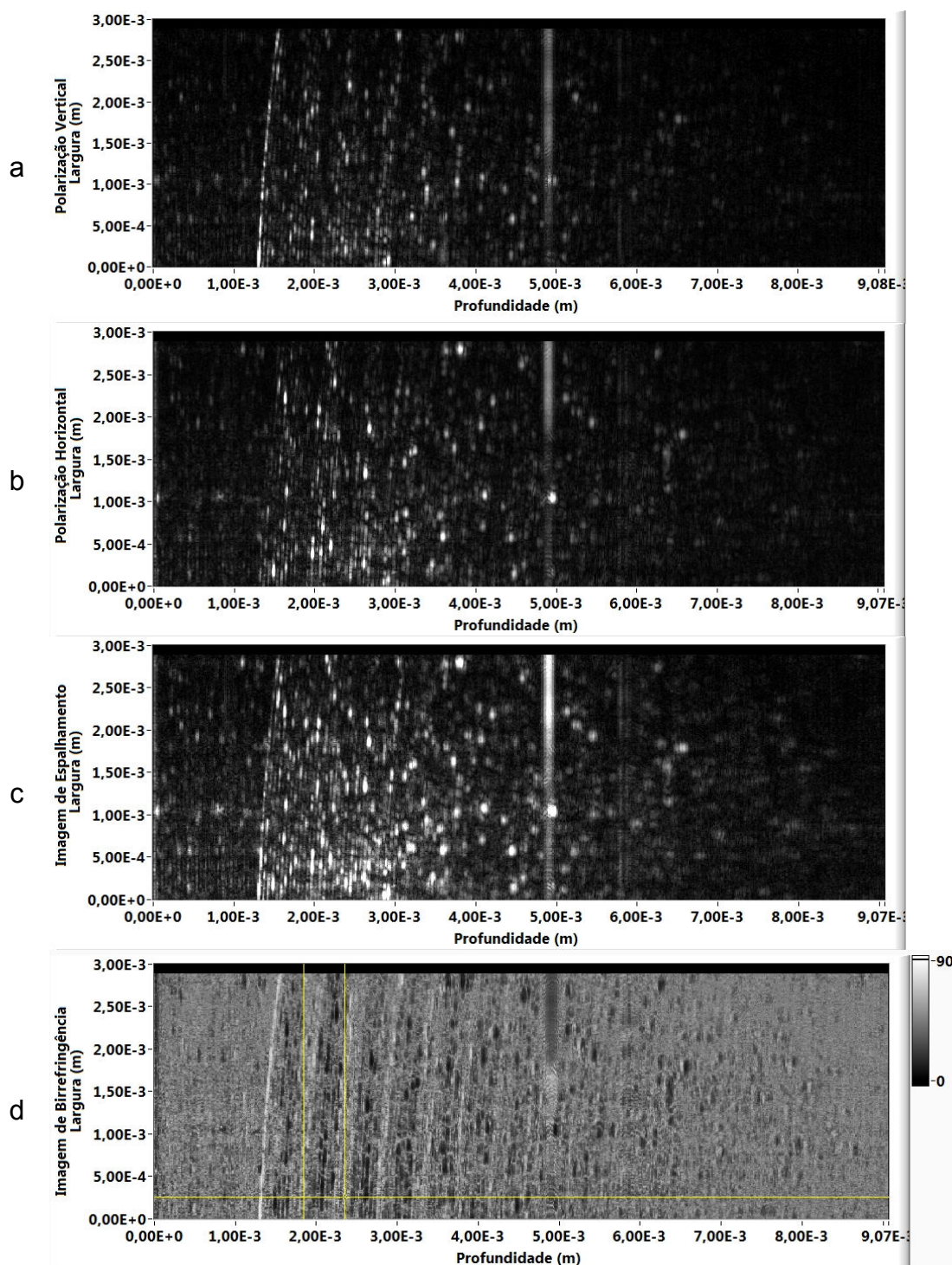


Figura 43: As imagens (a) e (b) são as imagens obtidas diretamente pelo arranjo experimental posicionando o analisador a 90° e 0° respectivamente, em relação à horizontal. A imagem (c) é a representa o espalhamento e a (d) a imagem de birrefringência, onde a fase varia entre 0° e 90° .

A partir das imagens adquiridas foi possível, através da análise da periodicidade da oscilação do padrão espacial dado pela imagem de birrefringência Figura 43d, determinar a birrefringência³⁷ da fita adesiva, o valor

δn encontrado foi de $4,03(26).10^{-4}$, valor que encontrou concordância com os resultados obtidos na literatura³⁸ de $3,00(5).10^{-4}$. A discrepância pode ser atribuída a dois fatores: o primeiro é que utilizou-se λ de ~ 810 nm enquanto a referência utilizou 632 nm, o segundo pode ser atribuído a diferentes compostos e processos na fabricação da fita empregados por diferentes fabricantes.

Na Figura 43a e Figura 43b nota-se um “risco” na posição de ~ 5 mm. Estes ruídos têm origem na Transformada de Fourier dos modos longitudinais de oscilação do laser, e devido a sua variação temporal não foi possível eliminá-la totalmente. As imagens foram tomadas de baixo para cima, ou seja, 0 até ~ 3 mm, constata-se que no início da tomada de dados o ruído foi melhor suprimido através de correções, as quais não eram efetivas ao final da tomada de dados. Para melhor entender a dinâmica dos modos que dão origem a esses riscos nas imagens dados foram tomados de uma amostra qualquer, e 1000 espectros foram coletados e submetidos à Transformada de Fourier. Cada um deles foi gravado com intervalos de aproximadamente 2 segundos, a Figura 44 mostra a evolução temporal.

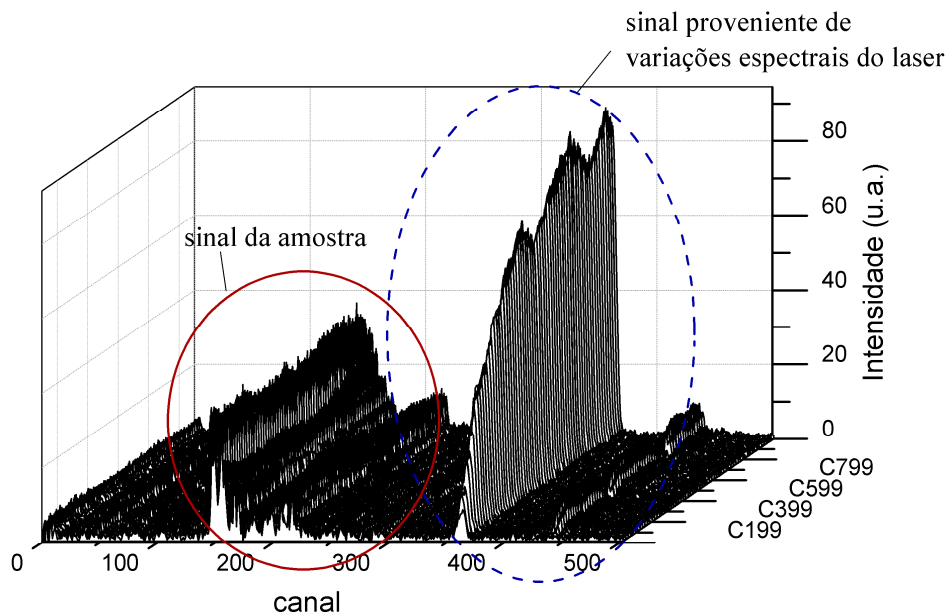


Figura 44: Evolução da Transformada de Fourier do sinal interferométrico no tempo (eixo Y), cada conjunto de dados foram tomados aproximadamente a cada 2 segundos, o total de 1000 espectros processados pela Transformada de Fourier estão dispostos neste gráfico. O destaque em vermelho (linha contínua) mostra aspectos referentes à amostra, em azul (tracejado) o ruído referente à intensificação da amplitude dos modos do laser.

Os resultados aqui apresentados foram obtidos após aproximadamente dez dias de otimização do arranjo. Constatou-se assim que existem modos do laser que variam fortemente com o tempo. Esse comportamento pode ser mais agudo em certas condições de operação, mas pôde ser notada em qualquer tomada de dados desta parte do estudo.

5.2.3. Medida da Matriz de Mueller

A parte experimental destinada à determinação das matrizes de Mueller, foi realizada utilizando a montagem¹⁹ descrita esquematicamente pela **Figura 45**, o resultado da montagem esta mostrado na foto disposta na Figura 46.

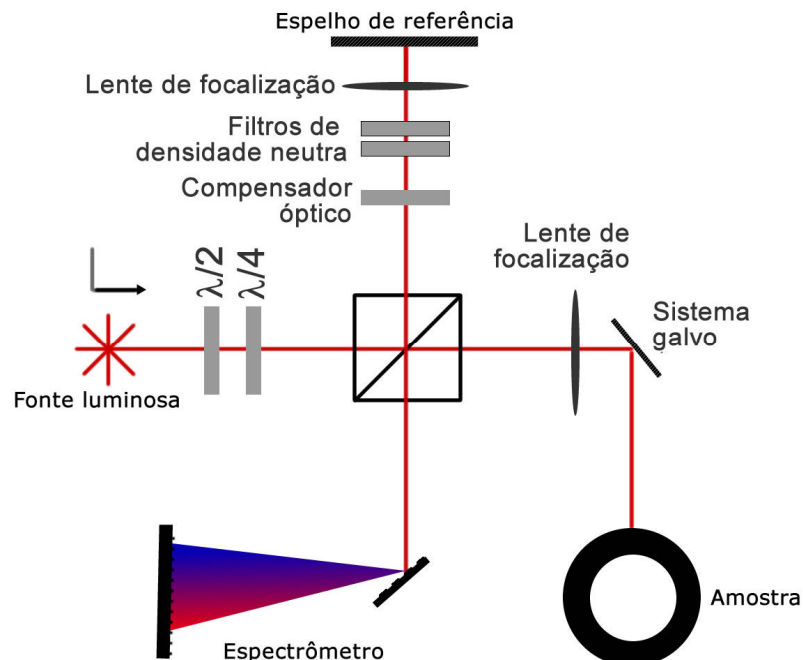


Figura 45: Arranjo esquemático da montagem para MM-FD-OCT. O estado de polarização do laser era alterado logo na saída do feixe, esse estado de polarização seguia até a amostra, já a parte do feixe dividida pelo divisor de feixe, sofria nova alteração no estado de polarização através do compensador óptico. Ambos então se recombinavam e seguiam para o espectrômetro. A linha pontilhada curva projeta o tamanho do braço de referência sobre o braço da amostra.

Na montagem foram dispostos, na saída do laser, uma placa $\lambda/2$, responsável por rodar o estado de polarização do laser e um $\lambda/4$ para introduzir atraso entre as componentes vertical e horizontal. Esses dois elementos permitiam então alterar o estado de polarização original do laser em qualquer

outro estado. As polarizações desejadas para do feixe que incidia na amostra (\mathbf{S}_i) eram, conforme descrito no item 3.3.1, horizontal, vertical, $+45^\circ$ e circularmente à direita. Para certificar que as polarizações do feixe estavam de acordo com o esperado, o polarímetro foi utilizado.

Na dedução realizada no item 3.3.1, também demonstrou-se necessário a determinação dos Vetores de Stokes da luz retro-espalhada pela amostra (\mathbf{S}_t), para isso faz-se necessário as medidas previstas pela Equação (24), ou seja, medir a intensidade do sinal com quatro tipos de analisadores (horizontal, vertical, $+45^\circ$ e circularmente à direita). Porém, em se tratando de interferometria, mais prático do que dispor vários elementos ópticos na entrada do espectrômetro, é alterar a polarização do braço de referência, *i.e.*, usar a polarização do braço de referência como analisador. Assim fez-se necessário alterar cada um dos estados de polarização incidentes (\mathbf{S}_i), horizontal, vertical, $+45^\circ$ e circularmente à direita, para isso foi utilizado um compensador óptico (apêndice 7.3), que possibilitou essa operação. O polarímetro foi utilizado para verificar a polarização proveniente do braço de referência.

Assim segundo a dedução, conhecendo, a priori, os Vetores de Stokes de entrada (\mathbf{S}_i) e medindo os Vetores de Stokes de saída (\mathbf{S}_t), lembrando que $\mathbf{S}_t = \mathbf{M} \mathbf{S}_i$, dessa forma é possível determinar \mathbf{M} .

Ajustaram-se então os elementos ópticos até se obter as polarizações desejadas, o resultado encontra-se na Tabela 3.

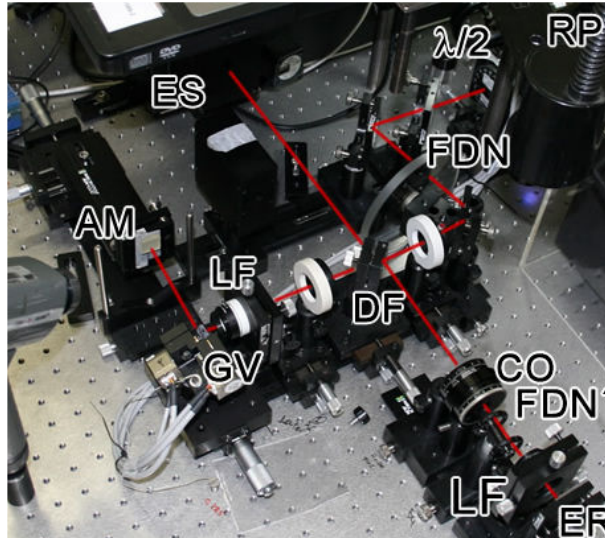


Figura 46: Foto da montagem para as medidas de MM-FD-OCT. A linha vermelha ilustra o caminho do feixe laser. O arranjo utilizado para a realização da medida. O caminho do feixe laser esta ilustrado na figura pela cor vermelha. O feixe laser passa por um rodador de polarização (RP), uma placa de atraso ($\lambda/2$) e por um Filtro de densidade neutra (FDN). O feixe então incide em um divisor de feixe (DF), um dos feixes passa através de um compensador óptico (CO), por um FDN, e por uma lente focalizadora e é refletido pelo espelho referencia (ER). No outro braço do interferômetro, o feixe passa através da LF, pelo galvanômetro (GV) e incide na amostra (AM), a recombinação deles incide no espectrômetro (ES).

Tabela 3: Ângulos dos elementos ópticos para a obtenção das polarizações desejadas no braço da amostra e no braço de referência. O compensador óptico^{††} conta com duas escalas goniométricas: ϕ e θ . Polarização: H=horizontal, V=vertical, P=45° e R=circularmente à direita.

Polarização de Incidência	Polarização de Referência			
	$\lambda/2$	$\lambda/4$		
	Compensador (ϕ, θ)			
H	712°	0°	H 7,80°	261°
			V 6,20°	318°
			P 11,20°	241°
			R 8,75°	48°
V	87°	1°	H 6,15°	319°
			V 6,00°	6°
			P 6,85°	27°
			R 7,85°	318°
P	662°	326°	H 6,9°	327°
			V 8,3°	22°
			P 7,3°	292°
			R 8,55°	342°
R	662°	0°	H 5,70°	204°
			V 7,25°	247°
			P 6,50°	276°
			R 8,05°	290°

^{††} Maiores informações sobre funcionamento e definição de ϕ e θ , consultar o Apêndice **Erro! Fonte de referência não encontrada.** 7.3.

Após as definições dos parâmetros necessários para cada uma das polarizações desejadas, realizaram-se medidas para se obter a Matriz de Mueller do próprio sistema, ou seja, uma calibração em polarização (*baseline*) do sistema. Para isso foi disposto um espelho no braço da amostra com uma diferença de caminho óptico de 428 μm em relação ao espelho de referência, gravou-se o sinal de retro espalhamento, e através da intensidade do pico em cada configuração a Matriz de Mueller foi determinada e normalizada. Foi então considerada como uma calibração do sistema (\mathbf{M}_{cal}) com valores^{‡‡}:

$$\mathbf{M}_{cal} = \begin{bmatrix} 1,00000 & 0,00240 & 0,41417 & 0,42954 \\ -0,00664 & 0,84032 & -0,17782 & -0,19319 \\ 0,36805 & 0,19743 & 0,06234 & -0,47565 \\ -0,47565 & 0,05909 & -0,41417 & -0,18359 \end{bmatrix}$$

Notam-se algumas características interessantes sobre a matriz \mathbf{M}_{cal} , como, por exemplo, o decréscimo dos valores dos elementos pertencentes à diagonal principal, esperava-se que os elementos \mathbf{m}_{11} , \mathbf{m}_{22} e \mathbf{m}_{33} estivessem próximos ao valor 1, isso porque o feixe amostra e referência contam com a mesma polarização, tem-se então que o sistema foge de um sistema próximo a um sistema ideal, e indica que o sistema OCT utilizado esta, como um todo, distorcendo a polarização original dos feixes. Isso não fere a qualidade do estudo e nem dos dados obtidos, mas para considerações matemáticas devemos incluir a matriz \mathbf{M}_{cal} como sendo o “zero” do sistema.

Passou-se então para a coleta das imagens da amostra (fita adesiva), um total de dezesseis imagens foram realizadas, cada uma delas formadas por

^{‡‡} A incerteza da matriz foi desconsiderada por ser $\ll 0$.

quinhentos vetores de espalhamento, *i.e.*, quinhentos espectros foram tomados para cada uma das imagens.

Desenvolveu-se na seqüência um *software* para calcular a Matriz de Mueller da amostra, seguindo basicamente a mesma metodologia usada para a M_{cal} . Uma imagem do terminal do programa esta apresentada na Figura 47.

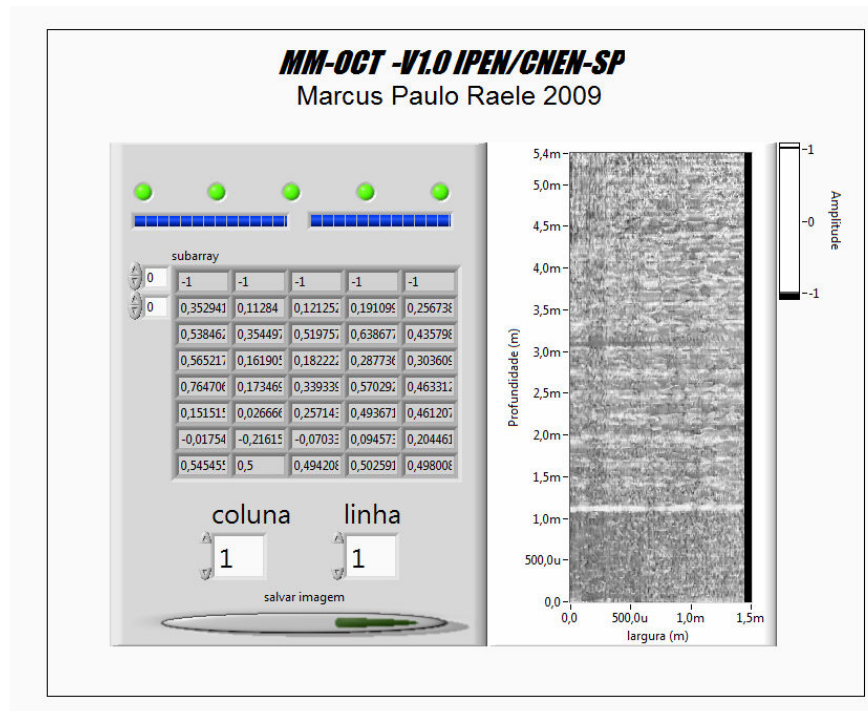


Figura 47: Imagem da tela do software desenvolvido para a determinação das Matrizes de Mueller.

Utilizando o programa geraram-se as imagens relacionadas a cada elemento da Matriz de Mueller, Figura 48.

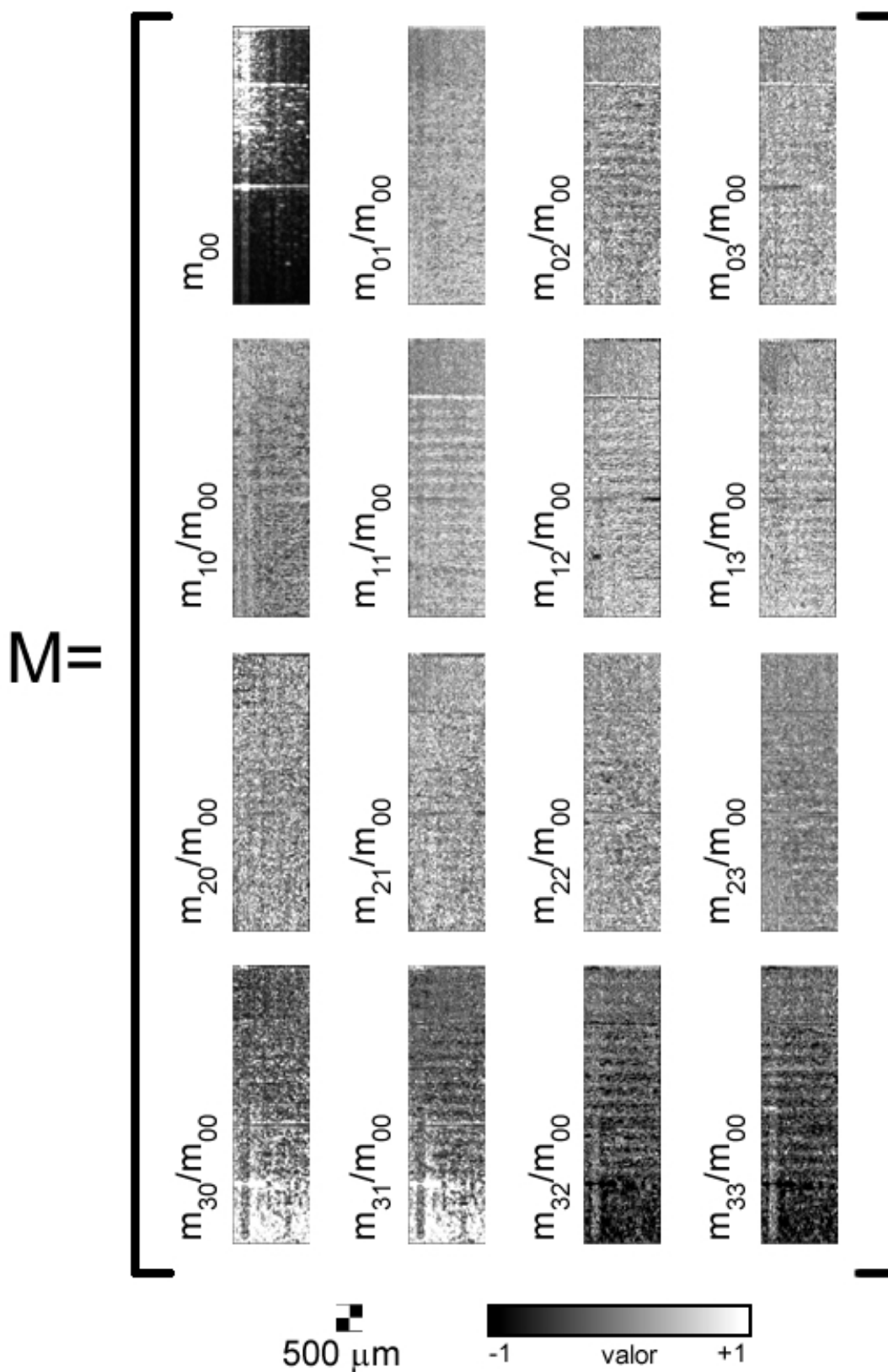


Figura 48: Matriz de Mueller obtida para a amostra utilizada, um rolo de fita adesiva. O feixe laser incidiu no sentido de cima para baixo. Nota-se a primeira superfície da fita adesiva a $1000\mu\text{m}$ do início da imagem m_{00} . Um “risco” na imagem à $\sim 5\text{mm}$, aparece devido flutuações característicos espectrais do laser.

O “risco” (relatado no item 5.2.2) apresentou-se também nas imagens da Figura 48, confirmando o fato já relatado.

O elemento m_{11}/m_{00} evidencia a birrefringência da amostra através da presença clara de franjas relacionadas com a rotação do estado de polarização da luz dentro da amostra, observa-se neste elemento forte semelhança com a Figura 43d. (imagem de birrefringência).

Analisando as m_{13}/m_{00} constata-se que a primeira superfície (a $\sim 1000\mu\text{m}$ de profundidade) está quase que imperceptível, quando comparado com, por exemplo, o elemento m_{02}/m_{00} . Nota-se também que os elementos da última linha, apresentam forte contraste em regiões profundas.

Segundo a literatura³⁹, os elementos m_{12}/m_{00} e m_{21}/m_{00} estão relacionados à rotação aparente da polarização linear à $\pm 45^\circ$, assim como os m_{13}/m_{00} e m_{31}/m_{00} estão relacionados à rotação aparente da polarização vertical e horizontal, nota-se na Figura 48, que tais elementos são diferentes de zero, apontando para a confirmação da análise relatada, visto que a amostra utilizada era birrefringente (conforme constatado no item 5.2.2).

Em alguns elementos notam-se bordas mais bem delineadas, como no caso de m_{02}/m_{00} em relação à m_{00} , nestes a representação da primeira superfície (interface ar-amostra) está mais fina.

6. Conclusões gerais

Este estudo abordou aspectos teóricos, computacionais e experimentais da técnica PS-OCT. Além disso, realizaram-se estudos bibliográficos os quais abordaram desde aspectos socioeconômicos até recentes avanços da técnica OCT, mostrando que a técnica OCT já esta incorporada no dia-a-dia de médicos em países como os EUA e que os avanços técnicos e científicos tem crescido exponencialmente com o tempo.

A primeira etapa detalhou a teoria relacionada com diferentes partes do sistema, desde a interferometria espectral até a formação de imagens, passando pela teoria da luz polarizada (formalismo de Mueller).

Executaram-se simulações computacionais que, além de ter propiciado uma melhor compreensão e principalmente intuição sobre a teoria relacionada à técnica OCT, culminou em resultados que conduziram a um olhar crítico sobre as diversas formas de processamento de sinais OCT. Os resultados podem ser considerados válidos em qualquer situação utilizando qualquer tipo de processador, porém considerando os resultados para aplicação num sistema em tempo real com a tecnologia hoje popularmente disponível, elegeu-se neste estudo, a técnica Zero-Filling 2N como sendo o melhor custo-computacional vs. benefício, ponderando-se basicamente o erro e o tempo de processamento.

Além dos estudos via simulação, diversos arranjos foram montados neste trabalho com níveis de complexidade diferentes, onde os resultados e conclusões alcançados em cada um dos experimentos forneceram experiência e subsídios para o experimento seguinte.

No primeiro arranjo confirmou-se a linearidade entre diferença de caminho óptico e o pico presente na transformada de Fourier do espectro interferométrico. Já no segundo experimento realizou-se uma imagem tridimensional de uma amostra plástica.

Na parte das medidas finais, a primeira experiência consistiu em obter a imagem de birrefringência de uma amostra, para isso montou-se um arranjo OCT sensível à polarização (PS-FD-OCT) e obtiveram-se imagens da amostra relacionadas com a polarização vertical e horizontal. Como amostra utilizou-se um rolo de fita adesiva por apresentar tanto birrefringência como estruturas periódicas. As imagens foram geradas e determinou-se o valor δn sendo $4,03(26) \cdot 10^{-4}$, valor coerente com a literatura³⁸.

Um arranjo sensível à polarização foi montado para a determinação das Matrizes de Mueller (MM-FD-OCT). Determinou-se a Matriz de Mueller do próprio arranjo, a qual descreve a alteração do estado de polarização da luz causada pela montagem experimental. Realizou-se então medidas as quais permitiram a determinação da Matriz de Mueller de uma amostra polimérica.

Para futuros estudos, algumas melhorias podem ser realizadas no arranjo em prol de obter imagens ainda melhores, como por exemplo, a substituição do laser de Ti:Safira por um LED superluminescente, o qual conta com maior estabilidade espectral, característica fundamental para obtenção de imagens de qualidade em sistemas FD-OCT. Um espectrômetro que possa comunicar-se diretamente com outros softwares pode diminuir o tempo de tomadas de dados em mais de 1000 vezes, fator importante para realizar imagens *in vivo*. Ainda tratando do espectrômetro, o emprego de dois espectrômetros, juntamente com um divisor de feixe polarizado, permite a obtenção em tempo

real dos dois estados de polarização, e assim a realização de imagens de birrefringência em tempo real.

A aplicação de amostras calibradas em birrefringência ajudaria a ter ainda mais confiança na precisão dos resultados experimentais. Em relação aos algoritmos, um estudo sobre o método de “correção pela fase”³² (não abordado neste estudo) pode ajudar a melhorar o tempo de processamento do sistema FD-OCT.

Em relação à última etapa, constatou-se que a utilização do arranjo desenvolvido foi capaz de gerar as imagens necessárias (relativas às polarizações desejadas), e que o programa desenvolvido estava apto a determinar a Matriz de Mueller do arranjo e da amostra. Notaram-se diferenças entre as imagens dos elementos da Matriz de Mueller, as quais permitiram algumas conclusões. Porém para um maior aproveitamento de toda a informação contida na Matriz de Mueller estudos mais aprofundados devem ser realizados, a literatura³⁹ propõe, por exemplo, uma decomposição da Matriz de Mueller em três matrizes, sendo que uma representa a parte depolarizante, a segunda a parte de retardo e uma terceira de diatenuação, o que ajudaria na melhor compreensão dos fenômenos ópticos causados por uma amostra.

7. Apêndices

7.1. Profundidade de Foco e Limite de Difração

A profundidade de foco para um feixe gaussiano pode ser representada pela Equação (27)²⁶:

$$b = 8 \frac{\lambda}{\pi} \left(\frac{f}{d} \right)^2 \quad (27)$$

Onde f representa a distância focal e d o diâmetro, da lente, banhado pelo feixe. Já a resolução lateral pode ser obtida utilizando a teoria da microscopia óptica convencional, limite de difração, e é dado pela Equação (28)²⁶.

$$\Delta x = 4 \frac{\lambda}{\pi} \left(\frac{f}{d} \right) \quad (28)$$

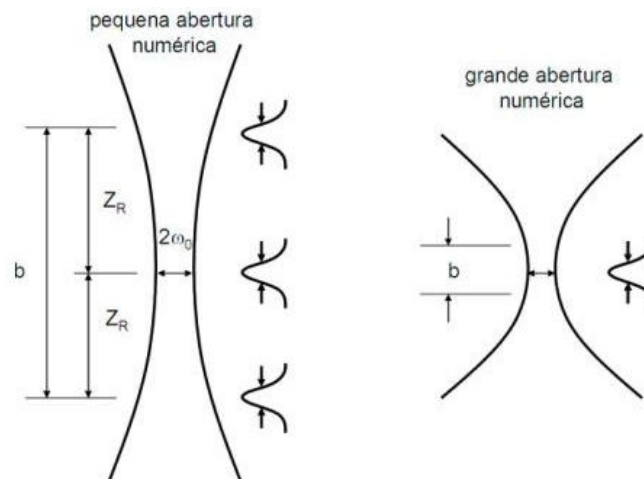


Figura 49: Esquema de focalização com pequena abertura numérica e grande abertura numérica. Nos sistemas de OCT utiliza-se focalização com pequena abertura numérica com parâmetro confocal maior que o comprimento de coerência. Neste caso $2\omega_0$ é o diâmetro do feixe no foco da lente.

Observa-se através das duas relações que existe um compromisso entre profundidade de foco e resolução lateral, a profundidade de foco por sua vez deve ser igual ou maior do que a profundidade máxima de atuação do sistema. Assim de um modo ainda que um pouco flexível em primeira instância todos esses fatores são interdependentes.

7.2. Circuito Eletrônico

Desenvolveu-se um circuito eletrônico que teve por função integrar o programa computacional desenvolvido neste estudo em ambiente LabVIEW®, com o programa de controle do espectrômetro. O circuito foi acoplado a saída de som do computador e ao botão do *mouse*, assim ao se enviar qualquer sinal pela saída de som o circuito fecha o relê e faz com que o *mouse* seja clicado. A Figura 50 descreve o sistema.

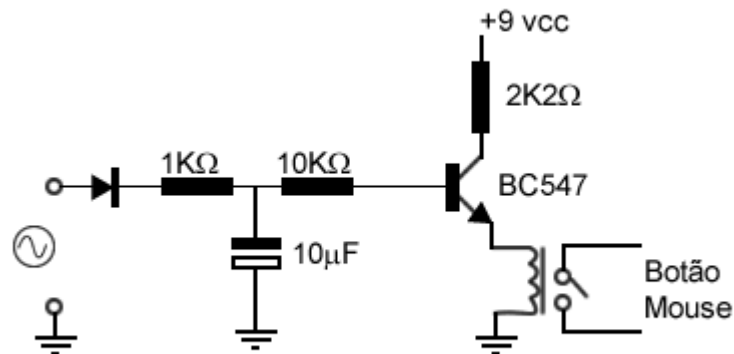


Figura 50: Esquema eletrônico utilizado. O sinal dado pela saída de áudio do computador é retificado e sensibiliza a base do transistor o qual fecha o relê.

7.3. Compensador Óptico

Os compensadores são dispositivos, que ao contrario das lâminas (ou placas) de atraso, é possível variar o atraso entre as componentes de forma continua, e assim regular o estado de polarização de acordo com o desejado. Um compensador conta com duas regulagens, Figura 51, uma em respeito ao ângulo entre o eixo óptico do cristal e o estado de polarização da luz. O outro ajuste é realizado mudando o ângulo de inclinação do cristal em relação à direção de propagação do feixe de luz.

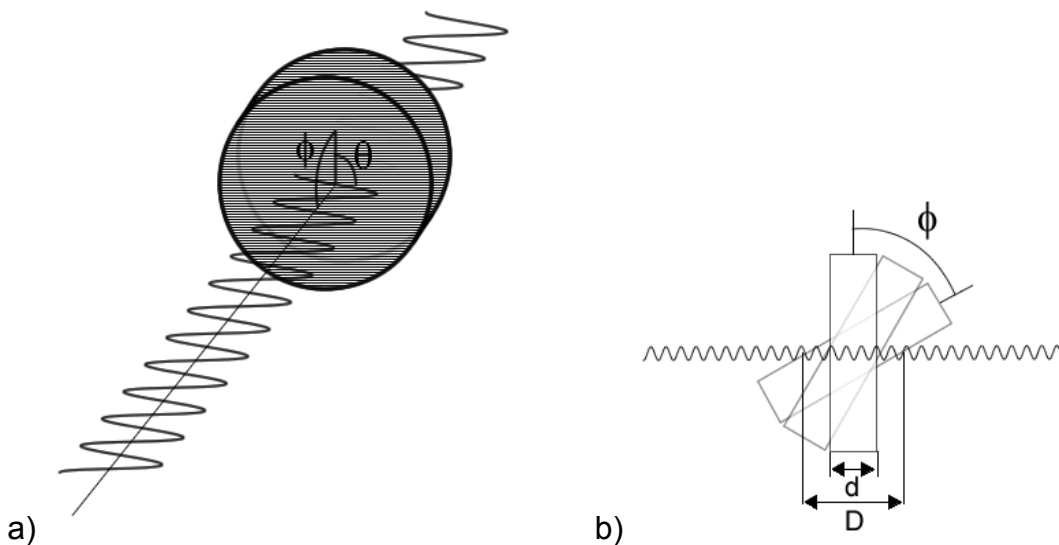


Figura 51: Compensador óptico, e seus ângulos em relação a radiação incidente. Na imagem a) θ ângulo de inclinação do eixo óptico em relação à polarização do feixe de luz, ϕ inclinação do cristal em relação a direção de propagação. Na imagem b) ilustra a alteração do caminho óptico dentro do cristal em função do ângulo ϕ .

8. Referências

- ¹ HUANG, D.; SWANSON, E.A.; LIN, C.P. Optical coherence tomography. **Science**, v. 254, p.1178–1181, 1991.
- ² MICHELSON, A. A. **Studies In Optics**. 1° Edição. Editora Dover, Mineola, NY.1995.
- ³ YOUNGQUIST,R.C.; CARR,S.; DAVIS, D.E.N. Optical coherence-domain reflectometry: A new optical evaluation technique. **Opt. Lett.**, v.12, p. 158-160, 1987.
- ⁴ TAKADA, K.; YOKOHAMA, I.; CHIDA, K.; NODA, J. New measurement system for fault location in optical waveguide devices based on an interferometric technique”. **Appl. Opt.**, v. 26, p. 1603-1606,1987.
- ⁵ BOUMA, B.E.; TEARNEY G.J.; **HandBook of Optical Coherence Tomography**, seção 1, 10ª edição, Editora Marccel Dekker, NY ,2002.
- ⁶ Web of Science: Base de dados. Disponível em: < <http://www.isiknowledge.com/WOS> >. Acesso em 7/7/2009.
- ⁷ FERCHER, A. F.; HITZENBERGER, C. K.; DREXLER, W.; KAMP, SATTAMANN, G.; H. In vivo optical coherence tomography. **Amer. J. Ophthalmol.**, v.116, pp. 113-114, 1993.
- ⁸ MEIRELLES, R.L.; AGGIO F.B.; COSTA, R.A. STRATUS optical coherence tomography in unilateral colobomatous excavation of the optic disc and secondary retinoschisis. **Graefes Archive For Clinical And Experimental Ophthalmology**. V. 243, n. 1, p. 76-81, 2005.
- ⁹ HEE, M.R.; IZATT, J.A.; SWANSON, E.A.; HUANG, D.; LIN, C.P.; SCHUMAN, J.S.; PULIAFITO, C. A.; FUGIMOTO, J.G. Optical coherence tomography of the human retina, **Arch. Ophthalmol.**, 113, pp.326-332, 1995
- ¹⁰ COSTA, R.A.; SKAF M.; MELO Jr. L.A.; CALUCCI, D.; CARDILLO. J.A.; CASTRO, J.C.; HUANG, D.; WOJTKOWSKI M. Retinal assessment using optical coherence tomography. **Prog Retin Eye Res**. v.25 n.3, p.325, 2006.
- ¹¹ FREITAS, A.Z. ; ZECELL, D. M. ; VIEIRA JR., N. D. ; RIBEIRO, A. C. ; GOMES, A. S. L.. Imaging Carious Human Dental Tissue with Optical Coherence Tomography. **Journal of Applied Physics**, v. 99, n.2, p.24906, 2006.
- ¹² MELO, L. S. A.; ARAUJO, R.; FREITAS, A. Z.; ZECELL, D. M.; VIEIRA Jr, N. D.; GIRKIN, J.; HALL, A; CARVALHO, M. T.; GOMES, A. S.L.. Evaluation of enamel dental restoration interface by optical coherence tomography. **Journal of Biomedical Optics**, v.10, n.6, p.1-5, 2005.
- ¹³ Kato, I. T. ; MENDES, F. M. ; ZECELL, D. M. ; FREITAS, A. Z. ; RAELE, M. P. ; WETTER, N. U. Inhibition of enamel remineralization with blue LED: an in vitro study. **Proc. of Spie Lasers in Dentistry XV**, San José.2009, v. 7162., 2009.
- ¹⁴ BOUMA, B.E.; TEARNEY, G.J.; YABUSHITA, H.M.; SHISHKOV, C.R.; KAUFFMAN, DEJOSEPH GAUTHIER, D.; MACNEILL, B.D.; HOUSER, S.L.; ARETZ, H.T.; HALPERN, E.F.; JANG, I-K. Evaluation of intracoronary stenting by intravascular optical coherence tomography. **Heart**, v.89, p.317, 2003.
- ¹⁵ GOODE, B.G. Optical Coherence Tomography: OCT aims for Industrial Applications. **Laserfocusworld**. Disponível em < http://www.laserfocusworld.com/display_article/368547/12/none/none/Feat/OPTICAL-COHERENCE-TOMOGRAPHY:-OCT-aims-for-industrial-application > Acesso em 10/09/2008.
- ¹⁶ SMOLKA, G. Optical Coherence Tomography: Technology Markets, and Applications 2008-2012, **Bioopticsworld**. Disponível em <<http://www.bioopticsworld.com/resourcecenter/OCTreport.html>>. Acesso em 02/09/2008.
- ¹⁷ ZYSK , A.; M.NGUYEN, F. T.; OLDENBURG, A. L.; MARKS, BOPPART, D. L. S. A. Optical coherence tomography: a review of clinical development from bench to bedside. **J. of Biomedical Optics**, vol.12, n.5, p. 51403, 2007.
- ¹⁸ VICTOR, X.D.; YANG, GORDON, M.L.; QI, B.; PEKAR, J.; LO, S.; SENG-YUE, E.; MOK, A.; WILSON, B. C.; VITKIN, I. A. High speed, wide velocity dynamic range Doppler optical coherence tomography (Part I): System design, signal processing, and performance. **Opt. Exp.**, v. 11, n.7, p. 794, 2003.
- ¹⁹ HEE, M. R.; HUANG, D.; SWANSON, E.A.; FUJIMOTO, J.G. Polarization-sensitive low-coherence reflectometer for birefringence characterization and ranging. **J. Opt. Soc. Am B**, v. 9, p. 903-908, 1992.

-
- ²⁰ BICKEL, W.S.; BAILEY, W.M. Stokes vectors, Mueller matrices, and polarized scattered light. *Am. J. of Phys.*, v.53, n.5, p. 468-478, 1985.
- ²¹ POVAŽAY, B.; HOFER, B.; HERMANN, B.; TORTI, C.; KAJIĆ, V.; UNTERHUBER, A.; DREXLER, W. High-Speed High-Resolution Optical Coherence Tomography at 800 and 1060 nm. *Proc. of SPIE*, v. 7139, p. 71390R-4, 2008.
- ²² ZAWADZKI, R. J.; CHOI, S.S.; EVANS, J. W.; WERNER, J. S. Challenges and possibilities for developing adaptive optics - ultra-high resolution optical coherence tomography for clinical in vivo retinal imaging. *Proc. of SPIE*, v. 7139, p.71390X-1, 2008.
- ²³ MAKITA, S.; FABRITIUS, T.; MIURA, M.; YASUNO, Y. Full-range, high-speed, high-resolution 1 μm spectral-domain optical coherence tomography with BM-scan method for the human posterior eye imaging. *Proc. of SPIE*, v. 7139, p. 713914-5, 2008.
- ²⁴ HOLMES, J. Theory & applications of multi-beam OCT. *Proc. of SPIE*, v. 7139, p.713908-1, 2008.
- ²⁵ MEADWAY, A.; DARBRAZI, S.H.H.; CERNAT, R.; DOBRE, G.; PODOLEANU, A. G.; ROSEN, R. B. Multi-Channel Time Domain Spectroscopic Optical Coherence Tomography System. *Proc. of SPIE*, v. 7139, p. 713909-2, 2008.
- ²⁶ FREITAS, A.Z. *Caracterização de Tecidos Biológicos através de Tomografia por Coerência Óptica*. 2007. Tese (Doutorado) – Instituto Pesquisas Energéticas e Nucleares São Paulo.
- ²⁷ ANDRETZKY, P.; LINDNER, M.W.; HERRMANN, J.M.;SCHULTZ, A.;KONZOG, M.;KIESEWETTER, F.;HÄUSLER,G. Opical Coherence Tomography by “spectral radar” dynamic range estimation and in vivo measurements of skin. *SPIE*, v.3567, p.78,1998.
- ²⁸ BUTKOV, E. *Física Matemática*. 1ª edição, editora LTC, 1988.
- ²⁹ *Fourier Transforms and Uncertainty Relations* <<http://www.mathpages.com/HOME/kmath488/kmath488.htm>> Acesso em: 10 set. 2009
- ³⁰ BRACEWELL, R.N. *Fourier Analysis and Imaging*. P. 240, Editora Springer 2004.
- ³¹ SHULIANG, J.; GANG, Y.; LIHONG. Depth-resolved two-dimensional Stokes vectors of backscattered light and Mueller matrices of biological tissue measured with optical coherence tomography. *Appl. Opt.*, v. 39, n. 34, p. 6318-6324, 2000.
- ³² DORRER, C.; BELABAS, N.; LIKFORMAN, J.; JOFFRE, M. Spectral Resolution and Sampling Issues in Fourier-transform spectral interferometry, *J. Opt. Soc. Am B*, v. 17, n.10, pp. 1795-1802, 2000.
- ³³ RAELE, M. P. ; AMARAL, M. M. ; VIEIRA JR., N. D. ; FREITAS, A. Z. Comparing methods of FD-OCT signal processing via Computer Simulations. XXXII ENCONTRO NACIONAL DE FÍSICA DA MATÉRIA CONDENSADA, p. 65, maio, 2009. Águas de Lindóia. *Resumos*.
- ³⁴ RAELE, M.P.; FREITAS, A. Z.; AMARAL, M.M.; VIEIRA, N.D. Frequency Domain Optical Coherence Tomography. XXXI ENCONTRO NACIONAL DE FÍSICA DA MATÉRIA CONDENSADA, Meio Digital, maio, 2008. Águas de Lindóia. *Resumos*. Proc. Of XXXI ENFMC. Águas de Lindóia, 2008.
- ³⁵ International Electrotechnical Commission. *Safety of Laser Products*, Part 1(IEC 825-1:2001).
- ³⁶ POLARÍMETRO TXP. Fabricado pela Thorlabs. Disponível em <<http://www.thorlabs.com/thorProduct.cfm?partNumber=PAX5710IR1-T>>Acesso em: 17 ago. 2009.
- ³⁷ YANG, Y.; WU, L.; FENG, Y.; WANG, R. K. Observations of birefringence in tissues from optic-fibre-based optical coherence tomography. *Meas. Sci. Technol.*, v.14, p.41-46, 2003.
- ³⁸ CARLIN, N. ; SZANTO, E. M.; SEALE, W.A. ; JORGE, F.O. ; SOUZA, F.A. ; BECHTOLD, I.H.; GASQUES, L.R. Birrefringência em placas de onda e atividade óptica de uma solução de açúcar. *Rev. Bras. de Ens. de Fis.*, v. 27, n. 3, p. 349-355, 2005.
- ³⁹ GHOSH, N; WOOD, M.F.; VITKIN, I.A. Polarimetry in turbid, birefringent, optically active media: A Monte Carlo study of Mueller matrix decomposition in the backscattering geometry. *J. Appl. Phys*, v.105, p.102023, 2009.